Aufbau und Entwicklung von Experimenten an Supraleiter-Atom-Hybridsystemen

Dissertation

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard Karls Universität Tübingen
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von
Martin Georg Fabian Knufinke
aus Filderstadt

Tübingen
2013

Tag der mündlichen Qualifikation:	06. Juni 2013
Dekan:	Prof. Dr. Wolfgang Rosenstiel
1. Berichterstatter:	Prof. Dr. Reinhold Kleiner
2. Berichterstatter:	Prof. Dr. Dieter Kölle

Kurzfassung

Die Kombination von supraleitenden Bauelementen und ultrakalten Atomwolken stellt ein vielversprechendes Konzept für die Realisierung eines Hybridsystems zur Quanteninformationsverarbeitung dar. Dabei wird ausgenutzt, dass supraleitende Bauelemente gut kontrolliert und somit Quantenzustände leicht manipuliert werden können, während Quantenzustände in ultrakalten Atomwolken vergleichsweise lang erhalten bleiben können. Die Realisierung solcher Hybridsysteme stellt eine technologische Herausforderung dar. Gleichzeitig können jedoch bereits bei ihrer Entwicklung verschiedene grundlegende Effekte untersucht werden.

In dieser Arbeit wird der Aufbau eines Mischkryostaten für Experimente bei mK-Temperaturen an solchen Systemen vorgestellt. Dieser wird charakterisiert und optimiert, um das Fangen von ultrakalten Atomwolken in einer supraleitenden Magnetfalle zu ermöglichen. Aufgrund der starken Modifikationen im Vergleich zu konventionellen Systemen müssen dazu neue Methoden entwickelt werden.

Weiter werden Experimente an Atomchips mit supraleitenden Strukturen vorbereitet. Als erster Schritt auf dem Weg zur Kopplung an eine supraleitende Resonatorstruktur werden entsprechende Strukturen entwickelt. Durch numerische Simulationen wird untersucht, wie die ultrakalte Atomwolke an diese Strukturen gebracht werden kann.

Die Ergebnisse der numerischen Simulationen zeigen eine gute Übereinstimmung mit den durch die Team-Kollegen experimentell gemessenen Fallenpositionen. In diesen experimentellen Messungen konnte u. a. die Kohärenz-Zeit T_{coh} der Atomwolke an verschiedenen Positionen nahe der Resonatorstruktur bestimmt werden.

Außerdem wird in numerischen Simulationen nachgewiesen, wie die Fluxoidquantisierung in einem supraleitenden Ring durch Messungen an ultrakalten Atomen beobachtet werden kann. Erste Messungen der Team-Kollegen bestätigen die Vorhersagen. Damit ist in diesem komplexen System ein fundamentaler Effekt der Supraleitung nachweisbar.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

1.1 Motivation

In der physikalischen Grundlagenforschung werden bereits seit langem die Quanteneigenschaften verschiedener Systeme untersucht. Im Alltag kommen die Ergebnisse dieser Forschung heute z. B. in Navigationssystemen (GPS) oder bei der optischen Datenübermittlung in Computernetzwerken zum Einsatz [FKZ08, BLA$^+$05, PRF$^+$11]. Bei der Entwicklung kommerzieller Geräte ist es dabei ganz natürlich, diese aus einzelnen Bauteilen zusammenzusetzen, und auch in der Forschung ist es sinnvoll, einzelne Systeme zunächst getrennt zu untersuchen und sie in einem zweiten Schritt zu kombinieren.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Systeme, die bereits seit einiger Zeit in der Festkörperphysik untersucht werden, mit ultrakalten atomaren Gaswolken kombiniert, die in der Quanten-Atomoptik untersucht werden.

Dabei bestehen die typischerweise in der Festkörperphysik betrachteten Systeme aus Chips, deren Eigenschaften sich durch extern angelegte elektrische Ströme und Felder beeinflussen lassen. Als Chip wird hier die Gesamtheit aus Substrat und der darauf befindlichen Struktur bezeichnet. Die Abmessungen dieser Chips betragen üblicherweise einige Millimeter.

Die Größe der ultrakalten atomaren Gaswolken beträgt typischerweise mehrere zehn Mikrometer bis wenige Millimeter [FZ07, SBR03]. Um sie zu präparieren kommen ebenfalls externe Felder zum Einsatz, wobei diese (Magnet-)Felder oft durch elektrische Ströme erzeugt werden. Die Atome können außer durch diese Felder auch durch Lichtfelder manipuliert werden, so dass für ihre Untersuchung auch Laserstrahlen standardmäßig zum Einsatz kommen. Wenn man solche Atomwolken in einer geeigneten Weise präpariert, dann bildet sich ein Bose-Einstein-Kondensat (BEC) aus, in dem sich die Atome in einem einzigen makroskopischen

quantenmechanischen Zustand befinden [Ket02, CW02].

Als „Material“ wird in dieser Arbeit das Rubidium-Isotop ^{87}Rb betrachtet, grundsätzlich können ultrakalte Atomwolken aber auch aus anderen Atomspezies gebildet werden. Tatsächlich können Bose-Einstein-Kondensate auch beispielsweise aus Magnonen und anderen „Teilchen“ erzeugt werden, auf diese soll jedoch hier nicht weiter eingegangen werden [Leg01, RGJ04, DDD$^+$06].

Bereits seit einigen Jahren werden die Magnetfelder zur Manipulation der Atomwolken für manche Experimente nicht mehr ausschließlich durch externe, „klassische“ Magnetspulen erzeugt, sondern durch Leiterbahnen auf einem Chip. Der Grund dafür ist, dass Atomwolken in größeren Magnetfeldgradienten eine stärkere Kraft erfahren und dadurch stärker in diesem Fallenpotential eingeschlossen werden. Daher besteht ein Interesse daran, die Abmessungen der stromtragenden Leiter zu minimieren und somit die Magnetfeldgradienten zu steigern. Die Breite der Leiterbahnen auf einem Chip kann mittels Photolithographie bis auf wenige Mikrometer reduziert werden, so dass mit solchen Atom-Chips ein besonders starker Einschluss der Atome erzeugt werden kann [FZ07, FKS$^+$02].

Schon durch den ähnlichen Aufbau in Form eines Chips ist es naheliegend, die Atomwolken an Systeme aus der Festkörperphysik heranzuführen, die sich auf dem selben Substrat befinden.

Ein weiterer Ansatz besteht in der Betrachtung der Wechselwirkung der jeweiligen Systeme mit der Umgebung. Ultrakalte Atomwolken werden in Vakuum-Apparaturen untersucht, in denen extrem niedrige Drücke herrschen [DMA$^+$95, CHK$^+$11]. Die Wechselwirkung mit der Umgebung ist damit stark unterdrückt und ein einmal präparierter Zustand kann mehrere Sekunden oder Minuten erhalten bleiben [THS$^+$04, DJLA$^+$95, DRML$^+$10]. Die in der Festkörperphysik untersuchten Systeme wechselwirken wesentlich stärker mit der Umgebung, so dass externe Einflüsse vergleichsweise schnell (innerhalb weniger Mikro- oder Millisekunden) zum Zerfall von Zuständen führen können [PSB$^+$11, Mar09, BNT$^+$09].

In diesem Bild können solche Systeme auf Festkörperbasis als (schnelle) Prozessoren zur gut kontrollierbaren Verarbeitung oder zum Transfer von Informationen betrachtet werden, während Atomwolken mit ihren langen Kohärenzzeiten als Speicher dienen können. In verschiedenen

Publikationen wird so ein System als Quantencomputer diskutiert, in dem Informationen in Form von Quanten-Bits (Qubits) verarbeitet und in einer geeigneten Weise transportiert und gespeichert werden [DiV00, LJL+10, BD00, Kan98].

Dabei werden als System aus der Festkörperphysik verschiedene Ansätze diskutiert, in denen häufig supraleitende Bauelemente zum Einsatz kommen [PYA+03, CNHM03, BXR+03, MSS+05]. In solchen supraleitenden Aufbauten wird der Chip so weit abgekühlt, dass seine supraleitenden Eigenschaften zum Tragen kommen.

Supraleitende Qubits werden bereits seit einiger Zeit intensiv untersucht und können in verschiedenen Ausprägungen realisiert werden [CW08]. Ein vielversprechender Ansatz dazu besteht in einer Anordnung aus Josephson-Kontakten oder SQUIDs[1]. Es sei jedoch an dieser Stelle angemerkt, dass noch eine Vielzahl an weiteren Systemen untersucht wird, die ebenfalls als Kandidaten für ein geeignetes Qubit bzw. einen zukünftigen Quantencomputer gelten [MWT+10, CGDT+06, LD98, KOB+10, KV07, SS07].

Um mehrere (supraleitende) Qubits auf einem Chip betreiben zu können werden diese häufig in eine gemeinsame Wellenleiter-Struktur eingebettet, wie sie z. B. durch einen koplanaren Resonator gebildet wird. Die starken Felder in diesen Strukturen dienen dabei zur Kopplung der Qubits [VZK+09, WSB+04, MCG+07a, GFB+08].

Wenn man es nun schafft, dass die Kopplung eines Qubits bzw. des Resonators an eine Atomwolke stark genug ist, um die Information zu transferieren und dort zu speichern, dann hat man die Bausteine für einen zukünftigen Quantencomputer realisiert.

In diesem Zusammenhang wird das Regime der starken Kopplung (strong coupling) angestrebt [VZK+09, HMSR10, WSB+04]. Wenn dies erreicht ist, dann ist die Kopplung g zwischen dem Qubit und dem Resonator wesentlich größer als die Verlustrate κ. Dabei beschreibt κ die Verlustrate der Photonen aus dem Resonator und die Zerfallsrate der Atomzustände.

Für eine Atomwolke oder ein BEC aus N Atomen wird insbesondere der Fall angestrebt, dass die gesamte Atomwolke im Modenvolumen

[1] SQUIDs (Superconducting Quantum Interference Devices) sind Bauteile, mit denen magnetischer Fluss extrem genau gemessen werden kann. Sie bestehen aus Josephson-Kontakten in einem geschlossenen supraleitenden Ring [CB04].

des Resonators[2] positioniert ist[3]. In diesem Fall vergrößert sich die Kopplungsstärke zu $g_{\text{eff}} = g\sqrt{N}$, wenn für jedes der N Atome die identische Kopplungsstärke $g_i = g$ gilt. Dabei nutzt man aus, dass aufgrund der kleinen Abmessungen der Resonatorstrukturen die Feldstärke deutlich vergrößert wird [VZK+09]. Im Experiment stellt die Positionierung der Atomwolke im Modenvolumen des Resonators allerdings eine Herausforderung dar, auf diesen Umstand wird in Abschnitt 4.1 im Detail eingegangen.

Diese Kopplungsstärke kann beispielsweise zu $g/2\pi = 40\,\text{Hz}$ bzw. $g_{\text{eff}} = g\sqrt{N} \sim 40\,\text{kHz}$ für eine Atomwolke mit $N = 10^6$ Atomen abgeschätzt werden [VZK+09]. Die Verlustrate kann über $\kappa/2\pi = f_{\text{res}}/Q$ mit der Resonanzfrequenz $f_{\text{res}} = 6,83\,\text{GHz}$ des atomaren Übergangs und der Güte Q abgeschätzt werden. Für eine Güte $Q \sim 10^6$ erhält man $\kappa/2\pi \approx 7\,\text{Hz} < g/2\pi$.

Allerdings sind solche Güten Q in supraleitenden Koplanar-Resonatoren nur bei besonders geringen Temperaturen im Millikelvin-Bereich erreichbar. Bei leichter zu erreichenden Temperaturen wie 4,2 K – dem Siedepunkt von flüssigem Helium – führen die thermisch angeregten Quasiteilchen im Supraleiter zu Verlusten[4], die die Güte reduzieren.

Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit mit dem Mischkryostaten eine Apparatur aufgebaut, in der die Bauteile auf 23 mK abgekühlt werden können und in dem gleichzeitig die Bedingungen gegeben sind, um ultrakalte Atomwolken kontrolliert an diesen zu positionieren (siehe Abschnitt 3.3 und 4.3).

Bei 4 K ist das strong coupling-Regime wesentlich schwerer zu erreichen, in diesem Temperaturbereich können aber z. B. Experimente zur Superradianz durchgeführt werden [HMSR10]. Außerdem kann in entsprechenden Aufbauten das grundsätzliche Verhalten von ultrakalten

[2] Als effektives Modenvolumen eines Resonators mit einer Wellenlänge λ und einer Abklinglänge l des Feldes in der Größenordnung der Breite des Resonatorspalts wird das Volumen $V_{\text{eff}} \propto \lambda l^2 \pi/2$ angenommen [VZK+09].

[3] Diese Kopplung ist für Rydberg-Atome, d. h. hoch angeregte Atome, deutlich vergrößert im Vergleich zu den hier diskutierten thermischen Wolken. Allerdings ist die experimentelle Kontrolle solcher Rydberg-Atome in der Nähe einer Oberfläche noch schwieriger zu realisieren.

[4] Wie in Abschnitt 2.1 erläutert bilden im supraleitenden Zustand gepaarte Elektronen, die Cooper-Paare, die Ladungsträger. Diese können beispielsweise durch thermische Anregungen aufgebrochen werden und als Quasiteilchen zu Verlusten führen [BK12, Tin04].

Atomwolken in der Nähe von supraleitenden Oberflächen und Bauelementen studiert werden. In Abschnitt 3.2 wird ein solcher Aufbau beschrieben.

Alle Aufbauten müssen die Anforderungen beider beteiligter Fachbereiche erfüllen. Dazu gehören insbesondere die Vakuumtauglichkeit und die Kryotauglichkeit. Kaum ein Bauteil weist spezifizierte Daten für beide Punkte auf, weshalb im Rahmen dieser Arbeit mit der UHV-Testkammer eine weitere Apparatur aufgebaut wurde, in der diese beiden Punkte überprüft werden können (siehe Abschnitt 3.1).

Weiterhin kann in solch einem Aufbau die Positionierung einer Atomwolke über einer supraleitenden Struktur untersucht werden. Durch den Einsatz von Supraleitern ändert sich die magnetische Feldverteilung des Fallenpotentials über dem Chip teilweise drastisch (siehe Abschnitt 4.1.3). Nach einer genauen Analyse der auftretenden Effekte können diese jedoch auch aktiv beim Chipdesign ausgenutzt werden (siehe Abschnitt 4.1.5). Ein solches Chipdesign mit einer koplanaren Resonatorstruktur und den nötigen Strukturen zur Erzeugung der magnetischen Fallenpotentiale wird in Abschnitt 4.1.4 diskutiert.

Neben der reinen Positionierung ist natürlich auch von Interesse, ob die langen Kohärenzzeiten der Atomwolken auch in der Nähe von supraleitenden Oberflächen erhalten bleiben. Insbesondere in der Nähe von komplizierteren Strukturen ist dies eine wichtige Fragestellung. Schließlich soll die Atomwolke in der Nähe einer koplanaren Resonator-Struktur weiterhin eine lange Kohärenzzeit aufweisen, um als Quantenspeicher dienen zu können. Dies wird im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls in Abschnitt 4.1 untersucht.

Neben den Entwicklungen, die durch den Weg zu einer hybriden Struktur aus Festkörper-Qubit, koplanarer Resonatorstruktur und ultrakalter Atomwolke ausgelöst werden, sind auch fundamentale Effekte der Supraleitung interessant. So wird in Abschnitt 4.2 ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes und durchgeführtes Experiment beschrieben, in dem mittels ultrakalter Atomwolken die Fluxoidquantisierung nachgewiesen werden konnte.

Die Entwicklung und Durchführung solcher Hybrid-Experimente bildet einerseits eine wichtige Vorarbeit für die Untersuchung der Wechselwirkungen zwischen den Systemen. Andererseits können bereits in diesen ersten Experimenten fundamentale Wechselwirkungen beobach-

tet werden, die zu einem besseren Verständnis der einzelnen Systeme führen können. Nicht zuletzt stellt auch die technologische Entwicklung im Rahmen dieser Experimente eine Herausforderung dar.

In Kapitel 2 dieser Arbeit werden zunächst einige Grundlagen diskutiert, die im Laufe der Arbeit verwendet werden. Im darauf folgenden Kapitel 3 wird wie bereits angedeutet der Aufbau verschiedener Apparaturen dargestellt, in denen Experimente an hybriden Systemen aus supraleitenden Bauteilen und ultrakalten Atomwolken durchgeführt werden können. In Kapitel 4 werden entsprechende Experimente beschrieben, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und durchgeführt wurden. In Kapitel 5 wird nach einer kurzen Zusammenfassung der Ergebnisse ein Ausblick auf die weiteren Schritte im Rahmen der beschriebenen Projekte gegeben.

1.2 Aufgabenstellung und Kooperationen

Aufgrund der Vielfalt der zu bearbeitenden Themen und der Komplexität der Problemstellungen werden an der Universität Tübingen die Experimente an solchen Hybrid-Strukturen und die Arbeiten an den verschiedenen Aufbauten im Rahmen von gemeinsamen Projekten durchgeführt. Daran beteiligt sind die Arbeitsgruppen der Festkörperphysik von Prof. Kleiner und Prof. Kölle sowie die Arbeitsgruppe Nano Atomoptik von Prof. Fortágh. Die Arbeitsgruppen im Bereich der Theorie der Kondensierten Materie von Prof. Schopohl und Prof. Dahm[5] arbeiten parallel im selben Projekt.

Diese Arbeit wurde von der Carl-Zeiss-Stiftung finanziell unterstützt. An dieser Stelle soll kurz ein erster Überblick über die Zusammenarbeit bei den verschiedenen Themen dieser Arbeit gegeben werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Aufbauten und Komponenten für das Projekt entwickelt und installiert. Die UHV-Testkammer (Abschnitt 3.1) wurde vollständig im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und aufgebaut. Beim Aufbau des Mischkryostaten (Abschnitt 3.3) wurde die Installation des Kryostaten, sämtlicher Versorgungseinrichtungen und die Charakterisierung sowie große Teile der thermischen

[5]Seit kurzem besteht im Rahmen eines gemeinsamen Projekts auch eine Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Prof. Ankerhold an der Universität Ulm. Prof. Dahm arbeitet inzwischen an der Universität Bielefeld.

Ankerung im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt und in Zusammenarbeit mit Tobias Gaber, Florian Jessen und Petra Vergien vorangetrieben. Design und Implementierung der Spulen wurden von Petra Vergien und Daniel Cano durchgeführt, das optische Setup wurde von Florian Jessen und Simon Bell entwickelt und aufgebaut [Ver13, Jes13]. Beim 4 K-Setup wurde die Installation des Chips in Zusammenarbeit mit Helge Hattermann, Simon Bernon, Florian Jessen und Matthias Kemmler durchgeführt.

Die Entwicklung des Designs und die Charakterisierung des $\lambda/4$-Chips (Abschnitt 4.1.3) wurde in Zusammenarbeit mit Daniel Bothner, Helge Hattermann und Matthias Kemmler durchgeführt [Bot13, Hat13], die Herstellung der Chips wurde von Daniel Bothner durchgeführt. Die quantenoptischen Messungen und Auswertungen wurden von Helge Hattermann, Patrizia Weiß, Simon Bernon und Florian Jessen durchgeführt [Hat13, BHB+13, Wei14]. Die Mikrowelleneigenschaften (Abschnitt 4.1.3) wurden im Rahmen dieser Arbeit untersucht. Der supraleitende Ring (Abschnitt 4.2) wurde zusammen mit Thomas Dahm entwickelt.

Benedikt Ferdinand hat die Entwicklung eines $\lambda/2$-Chips (Abschnitt 4.1.4) in seiner im Rahmen dieser Arbeit betreuten Diplomarbeit untersucht [Fer13]. Die kontinuierliche Entwicklung dieser Struktur wurde in Zusammenarbeit mit Daniel Bothner vorangetrieben.

Die numerischen Simulationen wurden im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt und für die in Abschnitt 4.1.3 diskutierten Effekte mit Simulationen von Helge Hattermann und Simon Bernon verglichen.

Diese erste Abgrenzung demonstriert bereits die Komplexität der Themenstellung und die ausgeprägte Teamarbeit. Wo dies sinnvoll möglich ist wird in dieser Arbeit zusätzlich explizit auf die entsprechenden Kollaborationen hingewiesen.

2 Grundlagen

An dieser Stelle sollen einige Punkte zur Supraleitung und zur Quanten-Atomoptik kurz behandelt werden. Weitere Grundlagen zu den in dieser Arbeit untersuchten Themengebieten sind in den entsprechenden Kapiteln zu finden.

2.1 Supraleitung

Das Phänomen der Supraleitung wurde 1911 von Heike Kammerlingh Onnes entdeckt, als er eine Quecksilber-Probe unter die Sprungtemperatur T_c abkühlte und ihren elektrischen Widerstand untersuchte. Seitdem sind verschiedenste Untersuchungen zu diesem Themengebiet durchgeführt worden. In der Folge sollen einige für diese Arbeit wichtige Punkte kurz beschrieben werden, detailliertere Darstellungen sind in der Fachliteratur zu finden [Tin04, BK12, Sch97, Kit06, Onn11, MO33, LL35, Gin04, BCS57b, BCS57a].

Zur Beschreibung der Ladungsträger in einem Supraleiter, der Cooper-Paare, setzt man eine makroskopische Wellenfunktion

$$\Psi(\vec{r}, t) = \Psi_0 \cdot e^{i\varphi(\vec{r},t)} \tag{2.1}$$

an, in der die Amplitude durch $\Psi_0 = \sqrt{n_s}$ mit der Cooper-Paar-Dichte n_s gegeben ist und $\varphi(\vec{r}, t)$ die Phase im Supraleiter bezeichnet. Für diese gilt mit dem magnetischen Flussquant

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} \approx 2,07 \cdot 10^{-15}\,\frac{\mathrm{T}}{\mathrm{m}^2} \tag{2.2}$$

sowie dem Planckschen Wirkungsquantum[6] h und der Elementarla-

[6] $h = 6,62606957(29) \cdot 10^{-34}$ Js [MTN12].

dung[7] e die Beziehung

$$\vec{j}_s = \frac{q_s n_s \hbar}{m_s}\vec{\nabla}\varphi - \frac{q_s^2 n_s}{m_s}\vec{A} \Leftrightarrow \vec{\nabla}\varphi = \frac{2\pi}{\Phi_0}(\mu_0\lambda_L^2\vec{j} + \vec{A}). \tag{2.3}$$

Dabei ist $q_s = 2e$ die Ladung der supraleitenden Ladungsträger, m_s ihre Masse, $\vec{j}$ die Stromdichte, $\vec{A}$ das Vektorpotential, λ_L die London-Eindringtiefe und die magnetische Feldkonstante

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\,\frac{\mathrm{N}}{\mathrm{A}^2}. \tag{2.4}$$

Die London-Eindringtiefe λ_L ist eine materialspezifische Größe, die auch vom thermodynamischen Zustand des Systems abhängt. Für sie gilt

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_s}{\mu_0 n_s q_s^2}}. \tag{2.5}$$

Die Wellenfunktion (2.1) muss eindeutig sein, was zu der Forderung

$$\oint \nabla\varphi\,\mathrm{d}\vec{l} = n \cdot 2\pi \quad \text{mit} \quad n \in \mathbb{Z} \tag{2.6}$$

für einen beliebigen geschlossenen Weg $\vec{l}$ führt. Durch Einsetzen von (2.3) ergibt sich die Fluxoidquantisierung:

$$n\Phi_0 = \mu_0\lambda_L^2 \oint \vec{j}\,\mathrm{d}\vec{l} + \Phi \tag{2.7}$$

mit dem Fluss $\Phi = \int \vec{B}\,\mathrm{d}\vec{F}$ durch die Fläche F. Der Strom $\vec{j}$ fließt oft in einer dünnen Oberflächenschicht, die mit $\lambda_L \approx 50\ldots150\,\mathrm{nm}$ (für Niob) skaliert. Legt man den Integrationsweg $\vec{l}$ in den Supraleiter, wo $\vec{j} \approx 0$ ist, dann gilt mit

$$n\Phi_0 = \Phi \tag{2.8}$$

die Flussquantisierung.

Gleichung (2.3) wird auch als London-Gleichung bezeichnet. Die London-Theorie [LL35] stellt eine phänomenologische Beschreibung der Supraleitung dar. Ein wichtiges Ergebnis ist das Abklingen des Magnetfelds

[7] $e = 1,602176565(35) \cdot 10^{-19}\,\mathrm{C}$ [MTN12].

im Supraleiter nach

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B}, \tag{2.9}$$

d. h. der Supraleiter ist diamagnetisch mit einer Suszeptibilität $\chi = -1$. Für einen supraleitenden Halbraum ergibt sich damit beispielsweise für ein angelegtes Feld B_0 in z-Richtung eine Abhängigkeit $B_z(x) = B_0 \cdot \exp(-x/\lambda_L)$, was ein entsprechendes Abklingen des Stroms $\vec{j}$ impliziert[8]. Diese Feldverdrängung in einem Supraleiter in der Meißner-Phase ist als Meißner-Ochsenfeld-Effekt bekannt und ist zusammen mit dem widerstandsfreien Stromtransport eine der wichtigsten Eigenschaften der Supraleitung.

Ein Fluss Φ, der sich in einem supraleitenden Ring befindet, bleibt (bis zum Zusammenbrechen der Supraleitung) erhalten. Dies ergibt sich aus dem Induktionsgesetz und dem widerstandsfreien Stromtransport. Sobald ein angelegtes Feld zu einer Änderung des Flusses führen würde, wird ein Kreisstrom induziert, der den Fluss Φ konstant hält. Dieser Kreisstrom fließt widerstandsfrei, solange der supraleitende Zustand aufrecht gehalten wird.

In der Ginzburg-Landau-Theorie wird der Übergang in den supraleitenden Zustand als Phasenübergang zweiter Ordnung beschrieben. Die Ladungsträgerdichte n_s stellt den Ordnungsparameter dar. Aus dieser Betrachtung kann u. a. der kritische Strom I_c gewonnen werden, wobei für $I > I_c$ die Supraleitung zusammenbricht. Dies führt für große Ströme auch zu einem Sättigen des Stromprofils am Rand des diskutierten supraleitenden Halbraums, das in der London-Theorie nicht abgebildet wird. Der kritische Strom ist prinzipiell durch die Paarbrechungsstromdichte j_d beschränkt, ab der Cooper-Paare aufgebrochen werden. In realen Supraleitern wird dieser Wert aus verschiedenen Gründen nicht erreicht. Beispielsweise können sich Vortices bei einem angelegten Strom im Supraleiter bewegen, so dass im Supraleiter Energie dissipiert wird.

Aus der Ginzburg-Landau-Theorie kann außerdem die Temperaturabhängigkeit $\lambda_L(T)$ und durch den Ginzburg-Landau-Parameter $\kappa = \lambda(T)/\xi(T)$ die Unterscheidung in Typ-I-Supraleiter mit $\kappa < 1/\sqrt{2}$ und Typ-II-Supraleiter mit $\kappa > 1/\sqrt{2}$ gewonnen werden. Dabei ist $\lambda(T) =$

[8] Dabei ist in der London-Theorie der Strom unbeschränkt, d. h. der real limitierende kritische Strom wird nicht berücksichtigt.

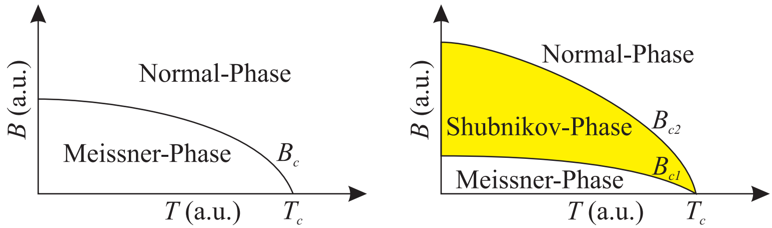


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Phasendiagramms eines Typ-I-Supraleiters (links) und eines Typ-II-Supraleiters (rechts). Adaptiert von [Kem08].

$\lambda_L(0)/\sqrt{2(1-T/T_c)}$ und $\xi(T)$ die temperaturabhängige Kohärenzlänge, die ein Maß für die räumliche Änderung des Ordnungsparameters im Supraleiter darstellt. Die Phasendiagramme sind schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt.

Charakteristische Eigenschaften des supraleitenden Zustands sind neben der Sprungtemperatur T_c und dem kritischen Strom I_c insbesondere die kritischen Felder B_c bzw. B_{c1} und B_{c2}. Für $B < B_{c1}$ befindet sich der Typ-II-Supraleiter in der Meißner-Phase, für $B_{c1} < B < B_{c2}$ dringen Flussschläuche in das Material ein und der Supraleiter befindet sich in der Shubnikov-Phase. Bei $B > B_{c2}$ bricht die Supraleitung zusammen. Die kritischen Werte I_c, B_c bzw. B_{c1} und B_{c2} sowie T_c hängen jeweils vom Material des Supraleiters und den thermodynamischen Gegebenheiten des Zustands ab, d. h. insbesondere von der Temperatur, aber auch von den angelegten Spannungen und Feldern [Tin04, BK12]. In dieser Arbeit wird i. A. der Tieftemperatur-Supraleiter Niob betrachtet, der als hochreines Material ein Typ-I-Supraleiter ist. Für die vorgestellten Proben tritt er jedoch als Typ-II-Supraleiter auf[9]. Im Rahmen der BCS-Theorie wird eine mikroskopische Theorie entwickelt, mit der der supraleitende Zustand sehr gut beschrieben werden kann [BCS57b, BCS57a].

Die bisherigen Betrachtungen gingen jeweils von einem idealen Supraleiter aus, der als „bulk", d. h. als Material ausreichend großer Dicke in allen Dimensionen angenommen wurde. In dieser Arbeit werden häufig supraleitende Dünnfilme betrachtet, deren laterale Ausdehnung eini-

[9] $T_c = 9,2\,\mathrm{K}$, $B_{c2} \sim 0,2\,\mathrm{T}$. $B_{c1} \lesssim 0,1\,\mathrm{T}$ [Bra95]. Für die betrachteten Geometrien können die Strukturen i. A. in der Meissner-Phase betrachtet werden.

ge Mikrometer bis Millimeter beträgt, wobei ihre Filmdicke nur wenige hundert Nanometer beträgt. Solche Strukturen weisen leicht modifizierte Eigenschaften auf, da λ_L in der Größenordnung der Filmdicke liegt. Näheres dazu findet sich z. B. in [BI93, Bra95, Pea64].

2.2 Quanten-Atomoptik

Ähnlich wie in Kapitel 2.1 sollen in diesem Abschnitt einige relevante Grundlagen der Atomphysik und der Quanten-Atomoptik dargestellt werden, für eine detailliertere Darstellung wird auf die Fachliteratur verwiesen [Hec09, Mes08, HW04, MvS99, SCG$^+$06, KDS99].

Seit dem erfolgreichen Laserkühlen von Atomwolken [PM82] und insbesondere seit der ersten experimentellen Beobachtung eines Bose-Einstein-Kondensats 1995 in ^{87}Rb [AEM$^+$95] und in ^{23}Na [DMA$^+$95] hat sich eine extrem vielfältige Forschungslandschaft im Bereich der ultrakalten Gase gebildet. Grundlage für diese Experimente stellt das Kühlen, Fangen und Speichern von Atomen in optischen und magnetischen Fallen dar. Während in optischen Fallen das optische Potential und die Polarisierbarkeit α zum Fangen der Atome ausgenutzt wird [GWO00, GCL$^+$01, KLR12] wird in magnetischen Fallen das magnetische Potential

$$U = -\vec{\mu}\vec{B} = g_F m_F \mu_B B \tag{2.10}$$

mit dem magnetischen Moment $\vec{\mu} = -g_F \mu_B \vec{F}/\hbar = -g_F m_F \mu_B$ betrachtet, wobei im letzten Schritt angenommen wurde, dass die Quantisierungsachse parallel zum Magnetfeld $\vec{B}$ liegt. g_F ist der Landé-Faktor, $\mu_B = e\hbar/(2m_e)$ das Bohrsche Magneton[10], m_e die Elektronenmasse[11] und $\hbar = h/2\pi$. Dies gilt für den Fall, dass die Larmor-Frequenz $\omega_L = \mu_B g_F B/\hbar \gg \mathrm{d}B/\mathrm{d}t$ ist, d. h. die Magnetfeldänderung soll als adiabatisch angenommen werden und es genügt, den Betrag des Magnetfelds B zu betrachten.

Im schwachen Magnetfeld spalten die Niveaus der atomaren Zustände durch den Zeeman-Effekt auf [Zee97]. Die entstehenden $2F + 1$ Niveaus der Hyperfeinstruktur werden mit der Quantenzahl m_F bezeichnet. Aus Gleichung (2.10) wird ersichtlich, dass Atome für $g_F m_F > 0$ zu Magnetfeld-Minima und für $g_F m_f < 0$ zu Magnetfeld-Maxima gezogen

[10] $\mu_B = e\hbar/(2m_e) = 9{,}27400968(20) \cdot 10^{-24}$ J/K [MTN12].
[11] $m_e = 9{,}10938291(40) \cdot 10^{-31}$ kg [MTN12].

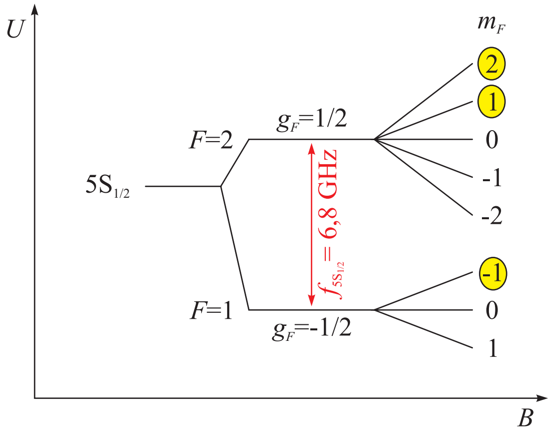


Abbildung 2.2: Termschema von ^{87}Rb. Zusätzlich markiert sind die low-field seeker-Zustände und die Anregungsfrequenz $f_{S_{1/2}}$ (adaptiert von [Gün08]).

werden, um ihre Energie zu minimieren. Man unterteilt die atomaren Zustände daher in high-field seeker und low-field seeker. Im freien Raum existieren zwar Minima, jedoch keine Maxima des Magnetfeldbetrags [Win84]. In den Minima des Magnetfeldbetrags werden die low-field seeker-Zustände gefangen. Das Termschema von ^{87}Rb, welches in den hier gezeigten Experimenten verwendet wird, ist in Abbildung 2.2 auszugsweise dargestellt. Die Übergangsfrequenz[12] zwischen dem $F = 1$-Zustand und dem $F = 2$-Zustand beträgt $f_{5S_{1/2}} \approx 6,8347\,\text{GHz}$ [Ste10]. Auf diese Größe wird in Kapitel 4 noch genauer eingegangen.

Eine gebräuchliche Form einer Atomfalle ist die MOT (Magneto-Optical Trap), wobei der Name bereits auf die beiden Komponenten hindeutet [MPP+85, RPC+87, TEC+95, WPW99, Phi98].

Die eine Komponente einer MOT besteht aus Lasern zum Kühlen (d. h. Abbremsen) der Atome. Die Frequenz der Laserstrahlen ist gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz rotverstimmt und jeweils zwei solcher Laserstrahlen sind antiparallel ausgerichtet und zirkular polarisiert. Bewegt sich nun ein Atom in Richtung eines solchen Strahls, so

[12] $f_{5S_{1/2}} = 6,834682610904290(90)$ GHz [Ste10].

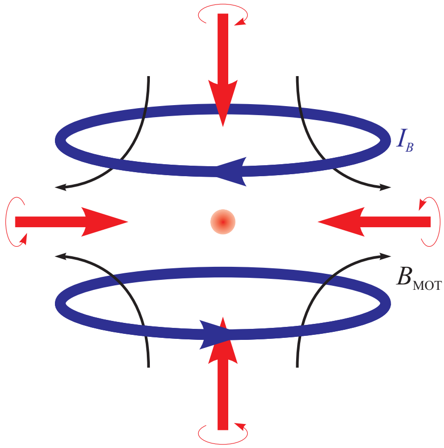


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung einer magneto-optischen Falle. Blau: Ströme I_B in den Magnetspulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration, Schwarz: Magnetfeld B_{MOT}. Rot: zirkular polarisierte Laser. Nicht dargestellt sind die Laserstrahlen senkrecht zur Zeichenebene (adaptiert von [Hat08]).

führt die Dopplerverschiebung der Resonanzfrequenz dazu, dass sich seine Absorptionswahrscheinlichkeit für Photonen dieses Strahls erhöht. Die Emission findet isotrop statt, und somit erfahren die Atome eine Kraft proportional zu ihrer Geschwindigkeit entgegen des Laserstrahls. In einer MOT werden insgesamt sechs Strahlen überlagert, so dass die Atome in jeder Raumrichtung abgebremst werden.

Die zweite Komponente besteht in einer Magnetfeldkonfiguration, die zu einem lokalen Minimum im Zentrum der sechs Laserstrahlen führt und so eine ortsabhängige Kraft auf die Atome bewirkt. Dazu wird typischerweise ein Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration betrieben. Das resultierende Quadrupol-Magnetfeld B_{MOT} führt auch zur oben beschriebenen Zeeman-Aufspaltung, durch die die Atome in Resonanz mit den jeweiligen Laserstrahlen gebracht werden. In Abbildung 2.3 ist die MOT-Geometrie schematisch dargestellt.

Als Atomquelle kommen unterschiedliche Aufbauten zum Einsatz, die im Wesentlichen darauf beruhen, Rubidium zu erhitzen und somit zu

verdampfen. Die dadurch entstehende isotrope Wolke kann direkt in der MOT gefangen werden oder zunächst noch durch eine 2D-MOT oder einen Zeeman-Slower abgebremst werden. In einer 2D-MOT kommt das oben beschriebene Verfahren zum Einsatz, allerdings bleibt eine Raumrichtung frei.

Da im Mischkryostaten (siehe Abschnitt 3.3) ein Zeeman-Slower zum Einsatz kommt, soll hier kurz seine Funktionsweise dargestellt werden [PM82, Phi98, MvS99]. Das oben beschriebene Prinzip des Dopplerkühlens wird auch hier angewendet. Durch ein räumlich variierendes Magnetfeld wird die Resonanzfrequenz der Atome durch den Zeeman-Effekt so verstimmt, dass sie die Bremswirkung durch den rotverstimmten Laserstrahl ausgleicht. Damit können Atome, die in einem Ofen erhitzt werden und dadurch verdampfen, von Geschwindigkeiten von etwa 500 m/s bis 1000 m/s auf eine einstellbare Endgeschwindigkeit von typischerweise unter 50 m/s abgebremst werden. Das räumlich variierende Magnetfeld wird typischerweise durch Magnetspulen erzeugt, deren Windungsdichte abnimmt. Diese sind auf einem Vakuumrohr montiert, welches von den Atomen durchquert wird und axial auf den Brems-Laser sowie die MOT ausgerichtet ist.

Eine Variante dieses Aufbaus ist der zero-crossing Zeeman-Slower [BJJ$^+$10, vdSvOM$^+$07]. Dabei wechselt das Magnetfeld die Polarität, wobei die Strecke, auf der das Magnetfeld $B \approx 0$ beträgt, einige Zentimeter lang sein kann. Damit können die Atome auf einer großen Strecke abgebremst werden, dann einige Zentimeter mit konstanter Geschwindigkeit durchlaufen, um dann weiter abgebremst zu werden. Dies ist insofern wünschenswert, da die Atome im Zeeman-Slower nur in longitudinaler Richtung abgebremst werden. Damit steigt ihre Divergenz an, so dass das Ende des Zeeman-Slowers, d. h. der Ort der longitudinal langsamsten Atome und damit der größten Divergenz möglichst nah an der MOT liegen sollte, um einen möglichst großen Raumwinkel abzudecken. Zudem benötigt man damit nur eine geringe Verstimmung δ des Laserstrahls gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz und gleichzeitig ein relativ kleines Magnetfeld nahe der MOT. Im Mischkryostaten kann somit eine Strecke innerhalb des Zeeman-Slowers überbrückt werden, auf der die Atome aus technischen Gründen nicht abgebremst werden können. Dies wird ausgenutzt, um die Strecke von der OVC durch die thermischen Schilde zu überbrücken, da dort keine Magnetspulen montiert werden können (siehe Abschnitt 3.3.1).

Zur Bose-Einstein-Kondensation muss die Atomwolke nach dem Laserkühlen noch weiter abgekühlt werden, da die beim Dopplerkühlen erreichbare Endtemperatur durch die Dopplertemperatur $T_D = \hbar\gamma/2k_B$ limitiert ist und somit die notwendige Phasenraumdichte nicht erreicht werden kann. γ ist die natürliche Linienbreite des atomaren Übergangs und k_B die Boltzmann-Konstante[13]. Für ^{87}Rb beträgt $T_D = 145,57\,\mu$K [Ste10].

Ein mögliches Kühlverfahren ist das evaporative Kühlen [KVD96, DMJ$^+$95]. Dabei werden die Atome höherer Energie aus dem Potential entfernt, indem sie mittels RF-Strahlung in nicht gefangene Zustände angeregt werden. Über die Frequenz der Strahlung kann die Energie eingestellt werden, bis zu der die Atome in der Falle verbleiben sollen. Durch eine geeignete Sequenz aus Kühlschritten kann die Bose-Einstein-Kondensation der Atomwolke erreicht werden [DGPS99, KVD96, PS03, MvS99].

Um Atomwolken möglichst kontrolliert an die Oberfläche von mikrofabrizierten Chips zu bringen, sollten die Feldgradienten der Magnetfalle über der Chipoberfläche möglichst steil sein, um eine gute Lokalisierung der Atomwolke und hohe Atomdichten in der Falle zu erreichen. Dies kann z. B. dadurch erreicht werden, dass die Felder (teilweise) von elektrischen Leitern erzeugt werden, die auf der Chipoberfläche verlaufen, d. h. durch Ströme auf den Chipleiterbahnen. Man spricht in diesem Zusammenhang von magnetischen Mikrofallen bzw. Atomchips, einer Technologie, die inzwischen vielfach zum Einsatz kommt [FZ07, WL95, FKS$^+$02, FGZH98].

Um sich klar zu machen, wie die Magnetfalle auf einem Atomchip entsteht, betrachtet man zunächst das magnetische Feld eines stromdurchflossenen, geraden Leiters. Dies ist nach dem Biot-Savart-Gesetz konzentrisch um die Leiterachse und beträgt $B_I = \mu_0 I/2\pi r$ mit dem Abstand r vom Leiter und dem Strom I im Leiter. Überlagert man diesem Feld ein homogenes Magnetfeld B_{ext} senkrecht zur Leiterachse, so bildet sich ein lokales Minimum des Magnetfeldbetrags aus, dessen Abstand zum Leiter von B_I und B_{ext} abhängt. Dieses externe Feld wird Bias-Feld genannt. In Abbildung 2.4 ist das resultierende Magnetfeldprofil dargestellt.

Das so entstandene Feldminimum bildet bereits eine einfache Atom-

[13] $k_B = 1,3806488(13) \cdot 10^{-23}$ J/K [MTN12].

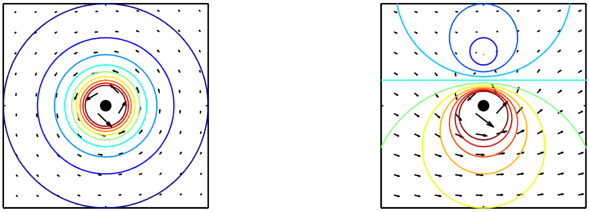


Abbildung 2.4: Links: Magnetfeldstärke B_I (Linien) sowie entsprechendes Feld $\vec{B}_I$ (Pfeile) um einen stromdurchflossenen Leiter (Stromrichtung aus der Zeichenebene heraus). Rechts: Überlagerung $\vec{B} = \vec{B}_I + \vec{B}_{\text{ext}}$ mit $\vec{B}_{\text{ext}} = +B_{\text{ext}}\hat{e}_x$ sowie Magnetfeldstärke B. Man erkennt das Magnetfeldminimum über dem Leiter.

falle mit parabolischem Potential aus[14], jedoch ist die Atomwolke axial zum Leiter nicht eingeschlossen [Pri83, For03]. Um dieses Problem zu lösen werden zusätzliche Felder erzeugt, die diesen Einschluss bewirken [DCS99]. Eine elegante Methode, um das zu erreichen, besteht darin, den geraden Leiter zu einem Z zu formen: Die bisher betrachtete Falle wird nun von dem mittleren Leiterstück des Z erzeugt, die äußeren Teile stehen im 90°-Winkel dazu. Damit ist der magnetische Falleneinschluss in allen Raumrichtungen gegeben.

Allerdings bildet sich am Minimum des Magnetfeldbetrags ein Punkt mit $B = 0$. In diesem Punkt können die Atome nicht mehr magnetisch gehalten werden, da die Spins bei kleinen Magnetfeldstärken spontan umklappen können, man spricht von Majorana-Verlusten [Maj32]. Um das zu vermeiden wird ein weiteres homogenes Feld B_{offset} angelegt, dessen Richtung parallel zur Achse des (unendlich geraden) Leiters ist[15]. Damit wird an allen Raumpositionen der Magnetfeldbetrag $B > 0$ und es treten keine Majorana-Verluste auf [PAEC95].

Diese Überlegungen gelten zunächst für alle Leitermaterialien, insbesondere natürlich für Normalleiter. Werden die Leiterstrukturen mit supraleitenden Materialien ausgeführt, müssen einige zusätzliche Effekte berücksichtigt werden. Dies sind insbesondere die Kühlung der Leiterbahnen sowie der durch den kritischen Strom I_c begrenzte Suprastrom

[14] Eine solche Fallengeometrie wird auch als Wellenleiter bezeichnet.

[15] Solch eine Konfiguration wird auch als Ioffe-Falle bezeichnet [FZ07].

in den Strukturen und der gegenseitige Einfluss zwischen dem Supraleiter und einem extern angelegten Magnetfeld. Der Meißner-Effekt kann z. B. dazu führen, dass eine Magnetfalle nah einer supraleitenden Oberfläche so deformiert wird, dass sich das Fallenpotential zur Chipoberfläche öffnet und die Atomwolke auf die Oberfläche stürzt [CKH$^+$08a, CKH$^+$08b]. Da nach Gleichung (2.7) in supraleitenden Strukturen, die ein Loch enthalten, der Fluss durch dieses Loch quantisiert ist, hängt das resultierende Magnetfeld über dieser Struktur z. B. davon ab, welcher magnetische Fluss beim Abkühlen unter die Sprungtemperatur T_c angelegt war, da dieser Fluss im Loch erhalten bleibt. Außerdem können in Typ II-Supraleitern Flussschläuche in den Supraleiter eindringen, was wiederum die resultierende Magnetfeldverteilung beeinflusst. Dementsprechend müssen genaue Überlegungen zu den geplanten Strukturen und ihrem Einfluss angestellt werden, um die Messergebnisse vorhersagen und interpretieren zu können (siehe dazu auch Kapitel 4).

2.3 Anforderungen für Experimente mit Hybridsystemen aus Supraleitern und ultrakalten Atomwolken

Für Experimente an Hybridsystemen aus ultrakalten Atomwolken und supraleitenden Bauelementen müssen die Bedingungen der beiden beteiligten Seiten erfüllt werden. Quantenoptische Experimente werden bei extrem niedrigen Drücken $p \leq 10^{-11}$ mbar im UHV-Bereich durchgeführt. Dies bedingt einen stark reduzierten Zugriff, da die notwendige Vakuumkammer nach einem Umbau erst wieder abgepumpt werden muss. Zudem ist die Größe von Teilen in der Kammer durch die gegebenen Vakuumflansche limitiert. Elektrische Zuleitungen müssen durch entsprechende Durchführungen bereits im Kammerdesign berücksichtigt werden. Alle verbauten Teile müssen vakuumtauglich sein, d. h. der Dampfdruck der verwendeten Materialien darf nicht über dem Kammerdruck liegen. Wäre dies der Fall, würde das Teil ausgasen und es müsste eine ausreichend große kontinuierliche Pumpleistung vorhanden sein, was im Allgemeinen nicht der Fall ist. Um diese besonderen Druckverhältnisse erreichen zu können, werden Vakuumkammern typischerweise mehrere Tage bis Wochen auf Temperaturen zwischen 100 °C und 200 °C

aufgeheizt, um z. B. adsorbierte Wassermoleküle von der Kammerwand zu lösen, so dass diese als Gas abgepumpt werden können. Die verwendeten Materialien müssen folglich auch diese Temperaturen über mehrere Ausheizvorgänge hinweg aushalten.

Eine zusätzliche Anforderung ist der optische Zugang. Damit ist der Umstand bezeichnet, dass die Laserstrahlen ungehindert an die Atomwolke gelangen müssen. Dies führt zu einer großen Anzahl an Fenstern in den Vakuumkammern und der Notwendigkeit, beim Kammer- und Probendesign darauf zu achten, dass die Laserstrahlen nicht blockiert werden. Eine alternative Herangehensweise besteht im Einsatz von optischen Fasern, über die die Laserstrahlen flexibel an verschiedene Stellen gebracht werden können. Allerdings sind dafür optische Durchführungen in die Vakuumkammer und Faserkoppler im Vakuum nötig, so dass sich der technologische Aufwand nicht reduziert.

Die verwendeten Ströme in quantenoptischen Experimenten betragen häufig einige Ampere. Üblicherweise wird Kupferdraht eingesetzt, dessen Dicke nur durch Bauraum und Handhabung begrenzt ist. Bei der Konstruktion der Aufbauten steht die Flexibilität bei der Erzeugung der Magnetfeldgradienten durch diese Ströme im Fokus, während Magnetfelder bei Experimenten der Tieftemperaturphysik typischerweise als Störfaktor gesehen werden.

In der Festkörperphysik und speziell der Tieftemperatur-Festkörperphysik sind andere Anforderungen gegeben. Zunächst muss eine geeignete Kühlung in Form eines Kältebads bereitgestellt werden. Die damit verbundene Kühlleistung sollte möglichst voll an der Probe zur Verfügung stehen. Idealerweise und typisch in solchen Experimenten wird daher die Probe in ein Dewargefäß eingebaut, das mit flüssigem Helium gefüllt ist, so dass die Probe im direkten Kontakt mit dem Helium (d. h. dem Kältebad) steht.

Die Probentemperatur soll möglichst konstant gehalten werden, weshalb besondere Aufmerksamkeit auf die thermische Entkopplung von der Umgebung und damit insbesondere auf die thermische Ankerung der Zuleitungen gerichtet wird. Ein thermischer Anker dient zum Abführen der Wärme aus einem Objekt an das Kältebad. Bei niedrigeren Temperaturen ist eine geringere Kühlleistung verfügbar. Man möchte daher alle Zuleitungen bereits möglichst früh auf möglichst niedrige Temperaturen kühlen und nicht im Extremfall alle Wärme am Probenort mit ge-

ringer Kühlleistung extrahieren. Um den Wärmeeintrag der Zuleitungen durch die Wärmeleitung in ihnen zu minimieren werden die Leitungsquerschnitte üblicherweise möglichst klein gewählt. Typische Ströme in supraleitenden Bauelementen betragen deutlich unter 1 A, so dass kleine Querschnitte genügen. Höhere Ströme würden zudem eine höhere ohmsche Verlustleistung bedeuten, so dass auch aus diesem Grund die verwendeten Ströme begrenzt sind.

Eine weitere Wärmequelle ist thermische Strahlung aus der Umgebung. Der Experimentaufbau (und bereits das Dewargefäß) sind daher im Betrieb mit möglichst kleinen bzw. zumeist keinen Öffnungen versehen, um diese Strahlung nicht an den Probenort gelangen zu lassen. Ein weiterer Grund für diesen Aufbau besteht in elektromagnetischem Rauschen, welches dadurch zusätzlich abgeschirmt werden kann. Die verwendeten Zuleitungen werden daher auch zumeist mit zusätzlichen Bandpass-Filtern ausgestattet.

Die Kombination dieser Anforderungen führt zu Konflikten, in denen Kompromisse eingegangen werden müssen. Insbesondere die elektrischen Zuleitungen zu einem supraleitenden Bauteil müssen für geringere Ströme ausgelegt werden als in quantenoptischen Experimenten üblich, ihre thermische Ankerung muss jedoch noch sorgfältiger durchgeführt werden. Für den Einbau der verschiedenen Teile können keine beliebigen Materialien verwendet werden, so ist z. B. die Auswahl an Klebstoffen stark eingeschränkt. Auch Lötverbindungen müssen vakuumtauglich ausgeführt werden. Beim Öffnen der optischen Zugänge muss darauf geachtet werden, die thermische Strahlung durch geeignete Beschichtungen der Fenster abzuschirmen und die Strahlungswärme z. B. durch Schilde von der Probe fernzuhalten. Beim Einsatz von Lasern muss darauf geachtet werden, dass diese keine gekühlten Oberflächen treffen bzw. dass die (Streu-)Strahlungsleistung die zur Verfügung stehende Kühlleistung nicht übersteigt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Apparaturen aufgebaut, die diesen Anforderungen genügen. Außerdem wurden Experimente entwickelt und durchgeführt, um Hybridsysteme aus supraleitenden Bauelementen und ultrakalten Atomwolken in diesen Aufbauten zu untersuchen.

3 Messaufbauten

3.1 UHV-Testkammer

Eine der wichtigsten Voraussetzungen für alle Experimente in dieser Arbeit besteht darin, dass die meisten verwendeten Bauteile sowohl kryotauglich als auch UHV-tauglich sein müssen (siehe Abschnitt 2.3). Dies bedeutet, dass sowohl der Ausheizprozess mit Temperaturen $T \approx 200\,^\circ\mathrm{C}$ über mehrere Wochen als auch das Abkühlen auf wenige Kelvin (oder sogar Millikelvin) die Funktion des Bauteils nicht beeinflussen dürfen. Gleichzeitig muss das Bauteil einen Dampfdruck $p \lesssim 10^{-11}$ mbar haben, da sonst der für das Experiment nötige Druck aufgrund der aus dem Bauteil ausgasenden Atome nicht erreicht werden kann. Die NASA und andere Forschungseinrichtungen haben Tabellen veröffentlicht, in denen einige Materialien und ihr Dampfdruck aufgeführt sind [Sch09, San59]. Für viele Materialien existieren aber keine verlässlichen Werte, was insbesondere bei komplexeren Bauteilen aus mehreren Materialien einen Test des konkreten Objekts erforderlich macht. Da das Abkühlen eines Objekts dessen Dampfdruck reduziert [ADP08], sollte optimalerweise der Dampfdruck des Bauteils bei Raumtemperatur und bei Temperaturen von wenigen Kelvin bekannt sein.

Die wenigsten kommerziell erhältlichen Bauelemente haben eine Spezifikation für all diese Punkte, in den meisten Fällen gibt der Hersteller keinen der genannten Punkte an. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit eine UHV-Testkammer entwickelt und aufgebaut, die einen Basisdruck von $p \lesssim 10^{-11}$ mbar nach einer entsprechenden Ausheizprozedur erreichen kann und ein ausreichendes Probenvolumen für die eingesetzten Bauelemente aufweist. Die Proben sind einfach zu wechseln und können in der Kammer auf $T_{\mathrm{LN}_2} = 77\,\mathrm{K}$ abgekühlt werden. Der Temperaturhub zwischen 77 K und 450 K genügt, um die Bauelemente ausreichend zu charakterisieren. Dies kann mit flüssigem Stickstoff vergleichsweise einfach erreicht werden, weshalb auf den Aufbau eines Systems

zum Abkühlen auf $T_{\mathrm{LHe}} = 4{,}2\,\mathrm{K}$ verzichtet wurde. Als Option wurde zusätzlich ein Zugang für ein am Institut bereits vorhandenes Massenspektrometer[16] vorgesehen, um bei Bedarf die Atomspezies im Restgas zu untersuchen – dies ist bei Bauteilen notwendig, die aus verschiedenen Materialien bestehen, die jedoch nicht zerstörungsfrei getrennt getestet werden können.

3.1.1 UHV-System und Ansteuerung

Die Kammer besteht aus einem CF160-Kreuz mit zusätzlichen Flanschen, das auf einem Stahlrohr-Gestell mit Nivelliermöglichkeit montiert ist. An der Vorderseite der Kammer sind drei CF40-Flansche, an der Rückseite sind je ein CF40- und ein CF63-Flansch vorhanden. Der CF63-Flansch befindet sich auf Höhe des Probenvolumens und ermöglicht damit die Montage des Massenspektrometers an der Kammer, der CF40-Flansch ist als Reserve vorgesehen. An den vorderen Flanschen befindet sich der Drucksensor, die NEG-Pumpe[17] und der Schieber zum Vorpumpstrang mit CF40-CF63-Adapter, Turbopumpe (TP), Vorvakuum-Sensor, Sicherheitsventil und Vorpumpe. Das Sicherheitsventil schließt bei einem Stromausfall die Verbindung zwischen Turbopumpe und Vorpumpe, um einen Vakuumeinbruch in der Kammer zu verhindern, und öffnet bei Stromwiederkehr zeitverzögert. An dieser Stelle ist auch eine Zeolith-Falle eingebaut, um eine Kontamination der Kammer mit Öl aus der Vorpumpe zu vermeiden. Am oberen CF160-Flansch ist über einen CF160-CF100-Adapter die Ionen-Getter-Pumpe (IGP) montiert, die die Rest-Leckrate der Kammer durch ihre Pumpleistung ausgleicht und damit zusammen mit der NEG-Pumpe (siehe unten) den Basisdruck hält. Am unteren CF160-Flansch ist der Kaltfinger montiert (siehe Abschnitt 3.1.2), die beiden restlichen CF160-Flansche dienen als Zugang beim Probenwechsel. Das System ist an die SV Stromversorgung[18] des Labors angeschlossen und (mit Ausnahme der Heizschlangen) über eine USV[19] gegen Stromausfälle abgesichert, um einen Vakuumeinbruch zu verhindern. Über ein in LabVIEW [Nat11] erstelltes Programm kann

[16] Typ Balzers QMG420-4.
[17] Non-Emitting Getterpumpe, siehe unten.
[18] AV: Allgemeine Stromversorgung; SV: Sicherheitsstromversorgung, Unterbrechungen dauern i. d. R. nicht länger als 20 Sekunden und sind über Dieselaggregate abgesichert.
[19] Unterbrechungsfreie Stromversorgung.

Komponente	Typ	Hersteller
Vakuumkammer	Eigenkonstruktion	Hositrad Holland
IGP	VacIon Plus 55	Varian
IGP Controller	Dual	Varian
UHV-Drucksensor	Ionivac IM514	Varian
Vorvakuum-Sensor	Thermovac TTR96S	Oerlikon Leybold
Sensor-Controller	Ionivac IM540	Varian
Schieber	48132-CE01	VAT Valves
TP	HiPace 80 mit TC110	Pfeiffer Vacuum
Flutventil TP	PMZ01290	Pfeiffer Vacuum
TP-Controller	DCU110	Pfeiffer Vacuum
Sicherheitsventil	TVV001	Pfeiffer Vacuum
Zeolith-Falle	ZF025	Pfeiffer Vacuum
Vorpumpe	Duo 5M	Pfeiffer Vacuum
NEG	CapaciTorr CF35/C400-2	SAES Getters
NEG-Controller	CapaciTorr CF35 PS v2.0	SAES Getters
USV	MKD-700	Effekta
Heizschlangen	HBRT-200°C, 9,0m & 2,0m	Horst
Heizcontroller	MC1	Horst

Tabelle 3.1: Verwendete Komponenten der UHV-Testkammer.

der Druckverlauf protokolliert werden, ebenso kann der Status der USV abgerufen werden. Die verwendeten Komponenten sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

In Vakuumsystemen für quantenoptische Experimente wird häufig eine Titan-Sublimationspumpe eingesetzt. In dieser wird Titan auf eine möglichst große (Kammer-)Oberfläche bedampft, wo es als Getter-Material dient und Restgas in der Kammer bindet, wodurch der Kammerdruck reduziert wird. Dies wird als Gettern bezeichnet. Damit werden die geforderten Druckbereiche reproduzierbar erreicht, allerdings muss eine relativ große Kammer vorgesehen werden, die die große Oberfläche bereitstellt. Im Fall der Testkammer wäre das Gesamtvolumen mindestens verdoppelt worden, weshalb eine Alternative gesucht wurde. Die hier eingesetzte Non-Emitting Getterpumpe (NEG) kann eine vergleichbare Saugleistung bei wesentlich geringeren Abmessungen bereitstellen. Sie basiert auf einem gesinterten Metallkörper, der somit eine

große effektive Oberfläche aufweist und als Getterfläche bereitsteht.

Die NEG soll möglichst wenig mit Raumluft in Kontakt kommen, da diese die Oberfläche oxidiert. Da dies beim Probenwechsel unvermeidlich ist muss sie gereinigt werden, wofür sie mit dem Steuergerät „aktiviert“ wird. Dazu wird die Kartusche für 1 h mit 100% der Leistung aufgeheizt. Dadurch wird die oxidierte Schicht verdampft, die dann von der Turbopumpe abgesaugt werden kann. Danach wird die Kartusche „konditioniert“, d. h. für einige Stunden bei 30% der Leistung geheizt. Damit werden noch in der Kartusche befindliche Verunreinigungen über einen Diffusionsprozess ins Innere der Kartusche transportiert. Danach ist die NEG auch ohne Stromversorgung durch ihre Getter-Eigenschaften noch in Funktion und trägt dazu bei, den Druck in der Kammer zu halten.

3.1.2 Kaltfinger

Der Kaltfinger bietet die Möglichkeit, flüssigen Stickstoff (LN_2) aus einem Reservoir über hydrostatischen Druck durch einen Kupferkörper fließen zu lassen, so dass dieser auf $T = 77\,\mathrm{K}$ abgekühlt wird. Um die Konstruktions- und Fertigungszeit kurz zu halten wurde ein möglichst einfacher Grundaufbau gewählt, der in der institutseigenen Feinmechanischen Werkstatt gefertigt werden kann. In Abbildung 3.1 sind die Vakuumkammer und der Kaltfinger dargestellt.

Als LN_2-Reservoir dient ein einwandiger Trichter mit einem Fassungsvermögen von etwa 12 l, der entweder direkt oder über einen Stutzen befüllt werden kann. Der Stutzen ist mit einem Prallblech an der Innenseite versehen, so dass schnell einströmender Stickstoff sicher in den Trichter geleitet wird. Am Mittelpunkt des Trichters sind zwei Rohre angeschweißt, die den flüssigen Stickstoff in den Kaltfinger bzw. das verdampfende Gas zurück in den Trichter leiten. Die Rückleitung ist aus diesem Grund 250 mm höher geführt, damit auch bei vollem Trichter das Gas ungehindert entweichen kann. Sobald der Kaltfinger vollständig abgekühlt ist und flüssiger Stickstoff zusammen mit Gas zurückfließt wird dieser wieder im Trichter aufgefangen und verlängert so die effektive Standzeit der Apparatur.

Der Trichter vereist durch die Feuchtigkeit der Raumluft im Betrieb relativ stark. Die Vibrationen durch den einströmenden Stickstoff führen dann dazu, dass Eis in den Trichter fällt und das Zulauf-Rohr verstopft. Da dies den Betrieb und potentiell die Sicherheit der Apparatur stark be-

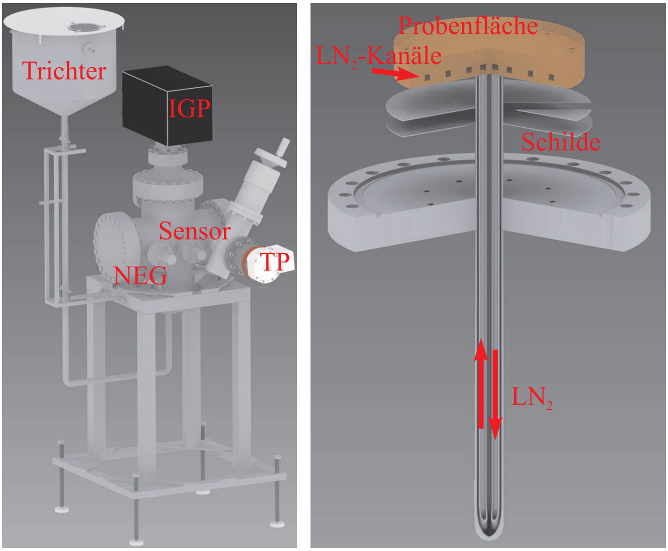


Abbildung 3.1: UHV-Testkammer und Kaltfinger.

einträchtigt wurde ein Deckel mit Sichtfenster installiert. Dadurch kann der Trichter zunächst mit (trockenem) Stickstoffgas gefüllt werden, so dass eine Vereisung der Innenseite weitestgehend ausgeschlossen ist.

Die beiden Stickstoff-Rohre sind als 6×1 mm-Edelstahlrohr ausgeführt und verlaufen gemeinsam in einem 18×1 mm-Rohr. Dieses kann über ein Ventil abgepumpt werden, so dass ein Isoliervakuum um die Zuleitungen entsteht. Diese führen durch den CF160-Flansch bis zum Kupferkörper des Kaltfingers. Dort wird der Stickstoff über eine Mäanderstruktur im Kupferkörper verteilt und wieder ausgeleitet.

Die technologische Herausforderung besteht in der vakuumdichten Ausführung der Schweiß- und Lötnähte. Die kritischen Stellen sind die Schweißnaht an der Durchführung des Außenrohrs durch den CF160-Flansch, die Lötnaht des Außenrohrs am Kupferkörper, die Lötnähte der Innenrohre am Kupferkörper und die Lötnaht des Kupferkörpers selbst. Speziell die Lötnähte stellen eine Herausforderung dar, da das komplette Werkstück homogen auf die zum Löten notwendige Temperatur gebracht werden muss, wobei gleichzeitig von unten und oben am Werk-

stück gelötet werden muss und Einschlüsse von Verunreinigungen vermieden werden müssen. Der Kupferkörper selbst wurde zweiteilig ausgeführt, damit die Mäanderstruktur eingefräst werden kann. Dies bedeutete jedoch eine zusätzliche Lötnaht. Alle Verbindungsstellen müssen zudem wiederholtes Ausheizen und Abkühlen auf $T_{\mathrm{LN}_2} = 77\,\mathrm{K}$ aushalten und werden durch Druckdifferenzen von über einem Bar belastet.

Der Kupferkörper ist über zwei Edelstahl-Strahlungsschilde gegen thermische Strahlung von der Unterseite geschützt. Auf der Oberseite steht eine runde Probenfläche mit einem Durchmesser von 114 mm zur Verfügung. Um die Proben gegen Wegrollen zu sichern wurde ein Rand mit einer Höhe von 5 mm angebracht, zusätzlich stehen 8 entlüftete M4-Gewinde mit einem Abstand zur Mitte von 52 mm zur Verfügung. Mit diesen kann z. B. der thermische Kontakt zur Probe durch Klemmen verbessert werden.

3.1.3 Messprozedur

Zunächst wird die zu untersuchende Probe für den Einbau in eine Vakuum-Apparatur vorbereitet, d. h. sie wird nach einer allgemeinen Reinigung mit Aceton im Ultraschallbad von Fettspuren gesäubert. Danach kann die Probe in die Testkammer eingebaut werden und auf dem Kupferkörper des Kaltfingers montiert werden. Nach dem Verschließen der Kammer beginnt der Abpump-Prozess, der je nach gewünschter Güte des Vakuums etwa zwei bis vier Wochen dauert. Die Güte des Vakuums wird primär durch die Ausheizdauer bestimmt, da in dieser Phase die größte Saugleistung am System zur Verfügung steht. In Abbildung 3.2 ist ein typischer Druckverlauf abgebildet. Darunter ist schematisch dargestellt, wie das System betrieben wird.

Nachdem mit Vorpumpe und Turbopumpe ein Druck von etwa $p = 10^{-8} \ldots 10^{-6}\,\mathrm{mbar}$ erreicht wurde wird die Heizung eingeschaltet. Diese erhöht die Temperatur linear über 17 Stunden von $T = 20\,°\mathrm{C}$ auf $T = 195\,°\mathrm{C}$, wobei aufgrund der thermischen Verluste die Kammer selbst nur eine Temperatur von 115 °C erreicht. Da diese Temperatur höher liegt als der Siedepunkt von Wasser würde eine weitere Temperaturerhöhung lediglich die Ausheizdauer reduzieren. Während dieser Phase kann auch am UHV-Sensor der „Degas“-Modus aktiviert werden, um Verschmutzungen des Filaments auszuglühen. Sobald bei dieser Temperatur ein Druck von $10^{-8}\,\mathrm{mbar}$ erreicht wird, wird die NEG in Betrieb

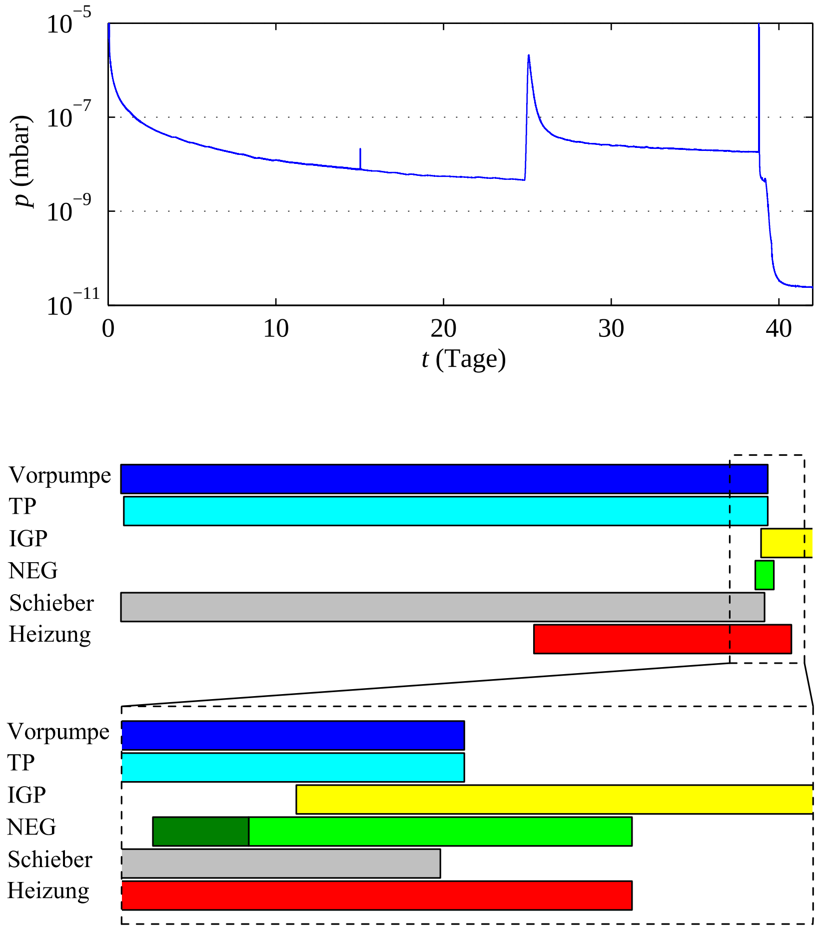


Abbildung 3.2: Oben: Typischer Druckverlauf beim Abpumpen der UHV-Testkammer. Mitte: Schematische Darstellung der Operation verschiedener Pumpen und Schieber in offener Stellung entsprechend der Zeitskala des Plots. Unten: Detaildarstellung des in der mittleren Darstellung markierten Bereichs.

genommen. Diese wird zunächst für eine Stunde „aktiviert“ und direkt im Anschluss daran für 17 Stunden „konditioniert“ (siehe Abbildung 3.2 unten, der dunkle Bereich repräsentiert die Aktivierung, der hellere die Konditionierung). Etwa 5 min vor dem Konditionieren wird die IGP in Betrieb genommen, damit die Restgase, die sich beim Einschalten lösen, aus der Kammer abgepumpt werden können und sich nicht auf der NEG niederschlagen. Beim Umschalten wird gleichzeitig die Heiztemperatur mit der selben Rampe wie beim Aufheizen zurückgefahren. Nach etwa 8 Stunden wird der Schieber geschlossen, woraufhin der Vorpumpstrang abgeschaltet werden kann. Der Druck stabilisiert sich im Bereich von $p = 10^{-11}$ mbar und der Kaltfinger kann in Betrieb genommen werden. Ohne diesen wurde ein Basisdruck von $p_{\text{base}} = 2{,}3 \cdot 10^{-11}$ mbar erreicht, mit der zusätzlichen Pumpleistung der kalten Oberfläche des Kaltfingers sank dieser auf $p_{\text{base}} = 1{,}9 \cdot 10^{-11}$ mbar.

3.1.4 Untersuchte Proben

Zunächst musste nach dem Aufbau des Systems ein geeigneter Prozess entwickelt werden, um reproduzierbar die geforderten Drücke zu erreichen. Dazu musste u. a. am UHV-Sensor die Filament Power von den werksseitig eingestellten $P_{\text{F}} = 7\,\text{W}$ auf $P_{\text{F}} = 15\,\text{W}$ erhöht werden, da sonst bei Drücken $p > 10^{-8}$ mbar die Messröhre in unregelmäßigen Abständen deaktiviert wurde. Zusätzlich zeigte sich, dass die IGP mit einer konstanten Spannung von $U_{\text{HV}} = 7\,\text{kV}$ betrieben werden muss, da sonst lediglich Drücke im Bereich von $p = 10^{-10}$ mbar möglich sind. Werksseitig ist ein stufenförmiger Spannungsverlauf vorgegeben, der bei niedrigeren Drücken eine geringere Spannung von $U_{\text{HV}} = 3\,\text{kV}$ bzw. $U_{\text{HV}} = 5\,\text{kV}$ einstellt. Diese variable Spannung führt dazu, dass die Raumladungswolke um die Pumpzelle von den ionisierten Atomen durchschlagen werden kann, wobei bei geringeren Drücken eine dünnere Raumladungswolke durchbrochen werden muss. Der Ionenstrom dient als Maß für den Druck, wobei dieser in der UHV-Testkammer über einen separaten Sensor ausgelesen werden kann. Daher wurde hier die Einstellung für die höhere Pumpleistung gewählt.

In der Folge wurden verschiedene Mikrowellen-Bauteile untersucht, die für zukünftige Experimente z. B. mit Resonatorstrukturen benötigt werden. In Tabelle 3.2 sind die verschiedenen Bauteile und der erreichte Basisdruck aufgeführt. Übliche SMA-Bauteile basieren auf Kupfer mit

Bauteil	Basisdruck p (mbar)
SMA-Durchführung Huber&Suhner	$2,3 \cdot 10^{-11}$
SMA-Kabel RS Components	$4,3 \cdot 10^{-11}$
SMA-Kabel Rosenberger, EpoTek H77	$6,6 \cdot 10^{-11}$
HF-Platine Rogers RO3010	$2,4 \cdot 10^{-11}$
Powder-Filter Stycast	$4,6 \cdot 10^{-9}$ / $6,3 \cdot 10^{-10}$
Powder-Filter H77	$5,3 \cdot 10^{-11}$ / $3,6 \cdot 10^{-11}$
Verstärker Citcryo 12A	$4,1 \cdot 10^{-11}$

Tabelle 3.2: Untersuchte Bauteile und erreichter Basisdruck bei Raumtemperatur bzw. 77 K.

einem Teflon-Dielektrikum. Teflon[20] hat einen Dampfdruck von etwa $10^{-4} \ldots 10^{-6}$ mbar bei Raumtemperatur [Sch09, San59, HJPS66, Eki06] und ist damit für UHV-Anwendungen ungeeignet. Dieser kann durch Ausheizen auf etwa 10^{-8} mbar reduziert werden, was jedoch je nach verfügbarer Pumpleistung und Menge an verbauten Teflon-Bauteilen die Ausheizdauer unpraktikabel lang werden lässt. Geringe Mengen Teflon können offensichtlich toleriert werden solange die Pumpleistung ausreicht, wie dies an der SMA-Durchführung[21] zu sehen ist. Ein Mikrowellenkabel[22] muss jedoch an seinem Ende mit einem vakuumtauglichen Kleber abgedichtet werden, um eingesetzt werden zu können. Mikrowellen-Platinen auf Keramikbasis können bedenkenlos eingesetzt werden, ebenso kann der Mikrowellen-Verstärker Citcryo 12A[23] eingesetzt werden. In anderen Kryostaten wurden Powder-Filter [BGH+03, LU08] eingesetzt, um störendes Rauschen der Zuleitungen zu eliminieren. Diese werden aus einer Mischung von Edelstahlpulver mit Stycast[24] in einem Kupferröhrchen gefertigt. Da diese Filter nur durch wiederholtes Abpumpen mit Turbopumpe und NEG auf den in Tabelle 3.2 genannten Druck zu bringen waren, wurde der Epoxidharz-Kleber

[20] Teflon ist der Handelsname der Firma DuPont für Polytetrafluorethylen, kurz PTFE. In der Literatur wie auch in dieser Arbeit werden i. A. beide Bezeichnungen äquivalent verwendet.

[21] Huber&Suhner Typ 34_SMA-50-0-51/199_NE, Nr. 22544823.

[22] RS Components RG405/U.

[23] Eigenbau California Institute of Technology, Dept. of Electrical Engineering. Frequenzbereich 1 . . . 12 GHz, Gain 32 ± 2 dB bei 11 K.

[24] Stycast 2850 FT mit Catalyst 24LV.

Stycast durch den vakuumtauglichen Kleber EpoTek H77 ersetzt, was zu einer deutlichen Verbesserung der Vakuumeigenschaften führte. Damit können die modifizierten Powder-Filter problemlos in Vakuumsystemen eingesetzt werden.

3.2 Durchflusskryostat

Für Hybrid-Experimente bei 4,2 K wurde im Rahmen der Kooperation mit der Arbeitsgruppe von Prof. Fortágh ein Setup aufgebaut, das aus einer UHV-Apparatur mit einem Helium-Durchflusskryostaten sowie den entsprechenden Lasersystemen besteht. Mit diesem Aufbau konnten u. a. bereits der Einfluss des Meissner-Effekts auf ultrakalte Atomwolken und magnetische Mikrofallen sowie die Rauscheigenschaften von supraleitenden Mikrofallen erfolgreich untersucht werden [CKH+08a, CKH+08b, Can08, KHC+10, Kas10, HMK+12]. An dieser Stelle soll ein kurzer Überblick über das Setup gegeben werden, Näheres zum experimentellen Aufbau ist in [CHK+11, Hat08] zu finden.

Der gesamte Aufbau befindet sich auf einem optischen Tisch, in den die Vakuumkammer eingelassen ist. Zur Erzeugung des Vakuums stehen entsprechende Pumpen zur Verfügung, wie sie auch in Abschnitt 3.1 beschrieben wurden. Alle für das Experiment notwendigen Laserstrahlen und -frequenzen werden auf dem optischen Tisch erzeugt und stabilisiert und können über optische Faserkoppler in Lichtwellenleiter eingekoppelt werden, um sie zum Experiment zu transportieren. Um die Vakuumkammer sind sechs Magnetspulen angebracht, so dass das Erdmagnetfeld und mögliche äußere Restfelder kompensiert werden können, diese dienen auch zum Erzeugen der externen Felder. In der Kammer können ^{87}Rb-Atome über Dispenser abgedampft werden, zusätzlich können die Atome über eine 2D-MOT in die Hauptkammer geladen werden.

In der Hauptkammer werden die Atome in einer MOT zunächst gefangen und in eine Ioffe-Falle[25] transferiert [CHK+11, FZ07], wo sie über RF-Strahlung evaporativ gekühlt werden können. Erst jetzt werden die Atome mittels einer „optischen Pinzette“, d. h. einer optischen Dipolfalle, an den Kryostaten gebracht. Dazu wird der Laserstrahl der optischen

[25] Magnetostatische Quadrupolfalle mit $B \neq 0$ im Minimum [CHK+11, WL95].

Dipolfalle auf einen Verschiebetisch geführt, der durch Druckluft betrieben in horizontaler Richtung bewegt werden kann. Die Atome werden in der optischen Pinzette gehalten und dadurch ebenso an den Kryostaten geführt, wo sie dann in die Mikrofalle geladen werden.

Als Kryostat kommt ein Janis Research ST-400 zum Einsatz, der bereits werksseitig für UHV-Anwendungen ausgelegt ist. Das flüssige Helium wird über eine Transferleitung aus einem Dewargefäß in den Kryostaten geleitet, wobei die Durchflussrate über ein Nadelventil und den Druck im Dewargefäß geregelt werden kann. Weiterhin stehen ein Heizer und eine kalibrierte Temperaturdiode zur Verfügung, so dass über einen PID-geregelten LakeShore 340 die gewünschte Temperatur am Kaltkopf des Kryostaten eingestellt werden kann. Auf diesem Kaltkopf stehen zwei Bohrlöcher zur Verfügung, an die ein Probenhalter angeschraubt werden kann. Für elektrische Zuleitungen stehen verschiedene Vakuumdurchführungen zur Verfügung. Bei der Montage von Probenhaltern und Proben wurden einige Designprobleme erkennbar, weshalb an dieser Stelle kurz die entsprechenden Lösungsansätze diskutiert werden sollen.

Zunächst spielt der Querschnitt d der verwendeten Zuleitungen und deren Material eine entscheidende Rolle. Da der Wärmestrom $\dot{Q} \propto \lambda A$ proportional zur thermischen Leitfähigkeit λ und auch zur Fläche $A = \pi(d/2)^2$ ist, sollten beide möglichst klein sein. Gleichzeitig sollte die ohmsche Heizleistung $P_I = RI^2 = (\rho l/A)I^2$ mit dem spezifischen Widerstand ρ durch die im Experiment benötigten Ströme von $I > 1\,\mathrm{A}$ minimiert werden, so dass der Leiterquerschnitt nicht zu klein gewählt werden darf.

Die von der Raumtemperatur-Seite aufgrund der Wärmeleitung in den Leitern zum Kaltkopf geführte Wärme muss abgeleitet werden. Aufgrund der limitierten Kühlleistung am Kaltkopf von 2 W sollte die dort abgeleitete Wärme möglichst minimiert werden. Alle verwendeten Zuleitungen müssen daher thermisch abgefangen sein. Dazu wurden die in Abbildung 3.3 gezeigten thermischen Anker entwickelt und eingebaut, an denen die Wärme über die gesamte Länge des Kryostaten abgeführt wird. Diese bestehen aus Kupferklemmen, die die Zuleitungen einklemmen und selbst am Kryostaten befestigt sind, um möglichst guten thermischen Kontakt herzustellen. Um einen möglichst großen Wärmestrom $\dot{Q}$ zu ermöglichen sollte dies auf einer möglichst großen Drahtoberfläche A geschehen. Eines der wenigen UHV-tauglichen Isolationsmaterialien

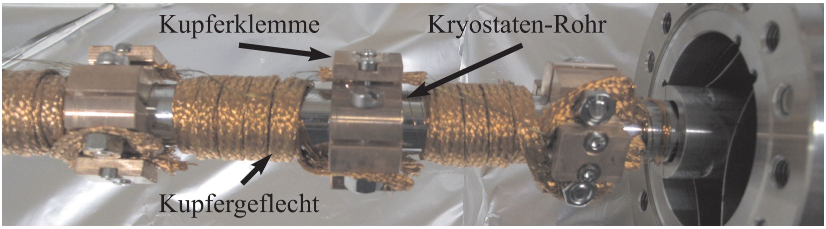


Abbildung 3.3: Durchflusskryostat mit Kupferklemmen und Kupfergeflecht zur thermischen Ankopplung der Zuleitungen. Rechts im Bild ist der Vakuumflansch des Kryostaten zu sehen.

für Drähte ist Kapton[26], das zwischen $0,5\,\mathrm{K}$ und $5\,\mathrm{K}$ eine thermische Leitfähigkeit von $\lambda_{\mathrm{Kapton}}(T) = 4,638 \cdot 10^{-5} \cdot T^{0,5678}\,\mathrm{W}/(\mathrm{cm}\cdot\mathrm{K})$ hat [LPB00] und bei Raumtemperatur eine thermische Leitfähigkeit von $\lambda_{\mathrm{Kapton}} = 0,19\,\mathrm{W}/(\mathrm{m}\cdot\mathrm{K})$ aufweist [Eki06]. Da dieser Wert gegeben ist, sollte ein Draht mit möglichst geringer Isolationsdicke verwendet werden. Zusätzlich wurden alle Leitungen in ein Kupfergeflecht eingebettet. Dieses schirmt die Zuleitungen gegen thermische Strahlung ab, die von den Wänden der Vakuumkammer abgestrahlt wird. Allerdings muss darauf geachtet werden, das Kupfergeflecht jeweils vor den Ankern zu unterbrechen, um keine zusätzlichen Wärmepfade[27] und damit einen thermischen Kurzschluss zu erzeugen.

Für die dc-Zuleitungen hat sich der Typ 311-KAP-060 von Allectra als guter Kompromiss erwiesen, der eine Isolationsdicke von $30\,\mu\mathrm{m}$ bei einem Kupferdurchmesser von $1,00\,\mathrm{mm}$ aufweist. Die Mikrowellen-Zuleitungen vom Typ 311-KAP50 weisen zwar bei $6,8\,\mathrm{GHz}$ eine Dämpfung von etwa $30\,\mathrm{dB}$ auf $2,2\,\mathrm{m}$ Kabellänge auf, sind jedoch für UHV-Anwendungen spezifiziert. Zur thermischen Ankerung wurde an den Klemmen jeweils der Außenleiter eingeklemmt, da dieser auch am Stecker auf Masse liegt und dadurch der Innenleiter effektiv auf nahezu der kompletten Länge gekühlt wird.

Der Probenhalter muss auf dem Kaltkopf sauber angekoppelt sein, d. h.

[26] Kapton ist der Handelsname der Firma DuPont für Polyimid. In der Literatur wie auch in dieser Arbeit werden i. A. beide Bezeichnungen äquivalent verwendet.

[27] Als Wärmepfad wird in dieser Arbeit eine thermisch leitende Verbindung zwischen zwei Punkte bezeichnet.

die Schraubverbindung muss auch den thermischen Belastungen beim Ausheizen und Abkühlen standhalten. Dies kann mittels einer Federscheibe unter den Schraubköpfen gewährleistet werden. An dieser Stelle müssen auch die Zuleitungen besonders gut thermisch angekoppelt sein, da erst auf den letzten 10 cm des Kryostaten eine Temperatur unter 10 K bzw. die volle Kühlleistung erreicht wird. Das Strahlungsschild muss möglichst geschlossen ausgeführt sein, d. h. die Aussparung für die optische Pinzette sollte nur wenige Millimeter breit sein. Erst wenn die thermischen Eigenschaften (auch unter Belastung durch die im Experiment benötigten Ströme) den Betrieb ermöglichen kann der Kryostat eingebaut werden. Um die Ausheizdauer der Hauptkammer zu reduzieren hat es sich bewährt, diese mit trockenem Stickstoff-Gas unter einen leichten Überdruck zu setzen, so dass beim Einbau keine (feuchte) Raumluft in die Kammer strömen kann. Der Kryostat selbst kann zuvor in einem separaten Aufbau ausgeheizt werden.

3.3 Trockener Mischkryostat

Für Hybrid-Experimente im Quantenregime wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Millikelvin-Setup aufgebaut und optimiert. Um die Installationen des 4 K-Experiments (siehe Abschnitt 3.2) bei Bedarf gemeinsam nutzen zu können, wurden dazu zwei direkt an das entsprechende Labor angrenzende Räume vorgesehen, die im Rahmen dieser Arbeit von Grund auf neu ausgestattet wurden. In einem der Räume (Pumpenraum) befinden sich die Klimaaggregate, außerdem wurden hier die meisten Pumpen und Versorgungsinstallationen untergebracht. Im größeren der beiden Räume (Labor) befinden sich der Kryostat, der Steuerrechner, der Messrechner und verschiedene Steuerelektroniken sowie ein kleiner Arbeitsplatz. In einem dritten Raum (Präparations-Labor) können Proben vorbereitet werden und Teile des Systems gelagert werden, wenn diese gerade nicht benötigt werden.

3.3.1 Mischkryostat

Den Kern des Aufbaus bildet der Mischkryostat[28]. Es handelt sich um einen Oxford Instruments Triton 200 Prototypen[29], der ab Werk für Vakuum-Anwendungen vorgesehen ist. Als Modifikation wurde diese auf UHV-Kompatibilität erweitert, es wurden 14 optische Zugänge (Fenster) und zwei Zugänge (Atomports) vorgesehen. Außerdem wurde zusätzlich zu der bereits vorhandenen 4 K-Platte eine weitere Platte auf der selben Temperatur vorgesehen. Der gesamte Kryostat ist an einer Haltevorrichtung montiert, die sich auf einem optischen Tisch befindet. Da der Kryostat in die Tischebene hinein ragt wurde im Tisch eine entsprechende Aussparung vorgesehen.

Da um den Kryostaten ein geeignetes Vakuum hergestellt werden muss, ist dieser in eine Vakuumkammer (OVC, Outer Vacuum Chamber) eingebaut. Der Kryostat selbst ist in mehrere horizontale Kupferplatten unterteilt, die untereinander montiert sind. Dies sind von oben nach unten die verschiedenen Temperaturstufen mit jeweils niedrigeren Temperaturen. Zur Abschirmung thermischer Strahlung sind an drei dieser Platten Kupferschilde angebracht. Alle Kupferteile im Kryostaten sind vergoldet, um einer Oxidation des Kupfers vorzubeugen. Diese würde den thermischen Kontakt der Bauteile reduzieren, da Kupferoxid einen höheren thermischen Widerstand aufweist als Kupfer oder Gold. Die verwendeten Schrauben sind – sofern sinnvoll möglich – UHV-tauglich ausgeführt, d. h. versilbert und entlüftet. In Abbildung 3.4 ist der Kryostat im geschlossenen (betriebsbereiten) und geöffneten Zustand zu sehen, gut zu erkennen ist der schichtweise Aufbau.

Zum Zusammenbau des Systems müssen zuerst die Schilde, die aus Gewichtsgründen in vertikale Teile unterteilt sind, (von innen nach außen und oben nach unten) montiert werden. Dabei ist darauf zu achten, dass alle Schrauben mit Unterlegscheiben ausgestattet sind, fest sitzen und die Schilde nicht verkanten, da diese sich sonst im Betrieb durch die Vibrationen lösen können. Danach müssen die Teile der OVC montiert

[28] In dieser Arbeit wird der Begriff Mischkryostat bzw. kurz Mischer synonym für ^{3}He-^{4}He-Mischkryostat und ^{3}He-^{4}He-Entmischungskryostat verwendet. Im englischsprachigen Raum ist die Bezeichnung dilution refrigerator (kurz dil-fridge oder DR) üblich.

[29] Das Design wurde von Harish Agrawal (`harish.agrawal@oxinst.com`) in Abstimmung mit den beteiligten Arbeitsgruppen entwickelt, Nachfolger bei Oxford Instruments ist Graham Batey (`graham.batey@oxinst.com`). Das System wird bei Oxford Instruments unter Projekt „37808 - Fortagh“ geführt. Abnahmedatum war der 28. Februar 2011.

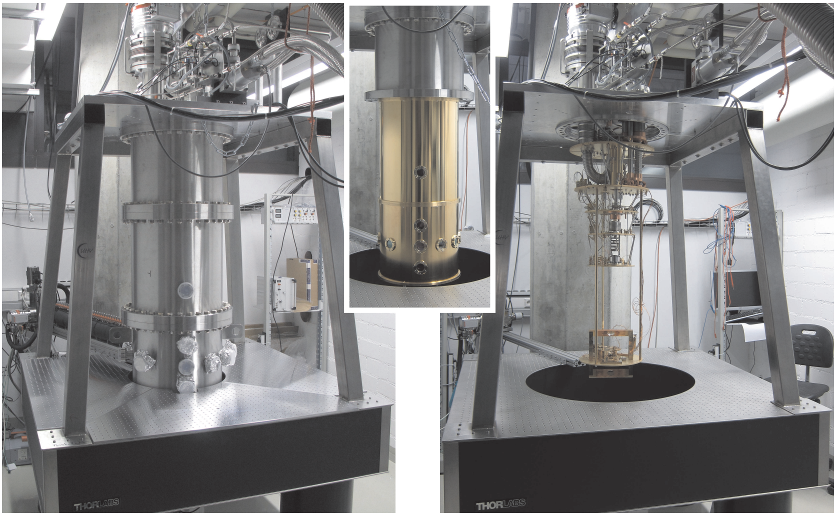


Abbildung 3.4: Links: Mischkryostat im geschlossenen (betriebsbereiten) Zustand. Mitte: CF-Kreuz und zwei OVC-Teile sind entfernt, die thermischen Schilde der PT1-Stufe mit den Fenstern sind zu erkennen. Rechts: Mischer im offenen Zustand.

werden. Jede Schraube muss mit einem Drehmoment von 120 Nm angezogen werden, wobei zu berücksichtigen ist, dass die Kupferdichtringe[30] dabei komprimiert werden und somit mindestens zwei komplette Durchgänge beim Verschrauben notwendig sind. Abschließend muss noch das CF-Kreuz samt Pumpen montiert werden (siehe auch Abschnitt 3.3.3), danach können die Aluminium-Platten auf dem optischen Tisch befestigt werden (siehe Abschnitt 3.3.8).

Die Schilde sind insgesamt 84 kg schwer, die Einzelteile können jedoch von drei Personen gemeinsam montiert werden. Die OVC-Teile sind (von oben nach unten) 62 kg, 69 kg und 86 kg schwer, so dass diese mittels eines im Labor montierten Flaschenzugs bewegt werden müssen. Die Standfüße des optischen Tischs weisen im aufgepumpten Zustand eine Belastungsgrenze von 1100 kg auf. Da der Kryostat selbst 180 kg wiegt und dazu noch diverse Anbauteile und die Haltevorrichtung auf dem

[30]Kurt J. Lesker Nr. WSFG-22, Wire Seal FLG for 22-1/8" OD Flange

Tisch lasten, müssen die Standfüße für Montagearbeiten entlüftet werden[31].

3.3.2 Funktionsweise und Steuerung

Die Entmischungskühlung basiert auf einer Phasentrennung in einem Gemisch aus den Isotopen ^{3}He und ^{4}He unterhalb einer kritischen Temperatur von etwa $0,9\,\mathrm{K}$ (Details siehe [RI73, Eki06, Lou74, Pob96]). Dadurch entsteht eine ^{4}He-reiche Phase und darüber bildet sich eine ^{3}He-reiche Phase. Durch den Dichteunterschied ordnen sich diese Phasen übereinander an, es entsteht eine Phasengrenze in der Mischkammer (mixing chamber, MC). Dabei enthält die ^{4}He-reiche Phase aufgrund des Phasendiagramms auch bei $T = 0\,\mathrm{K}$ eine Mindestkonzentration von $6,3\%$ an ^{3}He-Atomen. Entfernt man nun z. B. durch Abpumpen einige ^{3}He-Atome aus der ^{4}He-reichen Phase, so werden diese aus der anderen Phase durch einen Prozess analog der Verdunstung ersetzt, um das Phasengleichgewicht wieder herzustellen. Die dafür nötige Wärme wird der Umgebung entzogen, die dadurch abgekühlt wird. Dies wird durch eine Distille (still) erreicht, die durch einen elektrischen Heizer betrieben wird und an der zusätzlich das abdampfende Gas abgepumpt werden kann. Dieses Gas wird gereinigt, wieder verflüssigt und der MC zugeführt, wodurch ein kontinuierlicher Betrieb des Kryostaten möglich wird.

In konventionellen („nassen“) Mischkryostaten wird der „Inset“, d. h. der eigentliche Mischkryostat, in einem Dewargefäß mit flüssigem Helium eingebaut. Dieses Heliumbad dient als Kältebad und kühlt den Inset auf $T_{\mathrm{LHe}} = 4,2\,\mathrm{K}$. In einem trockenen Mischkryostaten muss diese Kühlleistung anders zugeführt werden. Beim Triton 200 wird dies durch einen Pulsröhrenkühler (pulse tube cooler, PT) erreicht[32]. Dieser basiert auf dem Prinzip eines Stirlingmotors und hat den Vorteil, dass der Kaltkopf und der mechanisch bewegte Teil räumlich getrennt werden können [Eki06]. Der verwendete Cryomech PT410-RM erzeugt mittels eines elektrischen Kompressors vom Typ CP2880 mit einer Nennleistung von $7,2\,\mathrm{kW}$ einen Nenndruck von $17,9 \pm 0,34\,\mathrm{bar}$ innerhalb eines geschlosse-

[31] Der korrekte Fülldruck beim Befüllen ist erreicht, wenn die Unterseite der Tischplatte 13 mm von den äußeren Zylindern der Standfüße abgehoben ist [Tho10].

[32] Für diesen Abschnitt wird generell auf die Betriebsanleitung zum System und seinen Komponenten sowie private Mitteilungen von Oxford Instruments [Agr10, Agr12, Oxf13] verwiesen.

nen Kreislaufs, der mit 99,999% reinem ^{4}He-Gas gefüllt ist. Dieses Helium ist nicht mit dem Helium-Gemisch des Mischkreislaufs identisch und komplett getrennt. Über Hochdruckschläuche wird das Helium zu einem motorgetriebenen Ventil (rotary valve) geleitet. Dort wird periodisch zwischen der Hoch- und Niederdruck-Seite umgeschaltet, was zum charakteristischen Geräusch des PT führt. Der PT410-RM ist zweistufig ausgeführt, die beiden Stufen werden als PT1 und PT2 bezeichnet. Seine Nenn-Kühlleistung beträgt 35 W auf der 45 K-Stufe (PT1) und 1,0 W auf der 4,2 K-Stufe (PT2)[33]. Der Motor des Ventils und das ein- und ausströmende Gas (sowie die Turbopumpe an der Still) sind bewegliche Teile am Mischer. Sie führen zu Vibrationen, was einen Nachteil solcher Kühler darstellt (siehe Abschnitt 3.3.7). Dem gegenüber steht der Vorteil, dass kein Helium zur Kühlung auf 4,2 K nachgefüllt werden muss und so zumindest prinzipiell ein unbegrenzter und ununterbrochener Betrieb ermöglicht wird.

Zum System gehören außerdem eine Vorpumpe (FP), die zusammen mit der Turbopumpe (TP) und dem Kompressor (KNF-C) zum Zirkulieren des Gasgemischs im Kryostaten dient. Das Gasgemisch wird im Ruhezustand im Heliumtank (dump) gespeichert. Die verschiedenen Ventile[34] des Systems werden über ein pneumatisches System gesteuert. Alle relevanten Drücke werden durch einen Controller ausgelesen und angezeigt, die Temperaturen können durch einen Temperaturcontroller überwacht werden. Das gesamte System ist über eine unterbrechungsfreie Stromversorgung (USV) an die SV Stromversorgung (siehe Fußnote 18, Seite 24) des Labors angeschlossen. In Tabelle 3.3 sind die einzelnen Komponenten des Mischers aufgeführt.

Alle wichtigen Funktionen des Kryostaten werden über den Steuer-Rechner bzw. am Steuer-Rack kontrolliert. Dieser wird über einen 230 V-Anschluss angeschlossen und stellt zusammen mit dem Starkstrom-Anschluss des PT-Kompressors die einzige Stromzuführung zum Mischer dar. An der Rückseite des Kontroll-Racks befinden sich drei Siche-

[33] Die in der Folge genannten erreichten Temperaturwerte beziehen sich auf das System mit eingebauter Verkabelung, d. h. allen Mikrowellen- und dc-Zuleitungen, sofern keine anderen Bedingungen genannt sind.

[34] Die direkt zum System gehörenden Ventile werden mit arabischen Zahlen durchnummeriert, die im Rahmen dieser Arbeit installierten Ventile sind mit römischen Zahlen bezeichnet und können nicht über die Steuer-Software des Systems überwacht und geschaltet werden.

Komponente	Typ	Hersteller
Kryostat	Triton 200 Prototyp	Oxford Instruments
PT-Kühler	PT410-RM	Cryomech
PT-Kompressor	CP2880	Cryomech
Vorpumpe	ACP40	Adixen
Turbopumpe	HiPace 700 / TC400	Pfeiffer Vacuum
Turbo-Controller	TPS401	Pfeiffer Vacuum
Druck-Controller	Center Three	Oerlikon Leybold
Druck-Sensor OVC	Thermovac PTR90	Oerlikon Leybold
Temperatur-Controller	370 AC	LakeShore
Steuer-Rechner	Industrial PC	BMC
Monitor	L197	Lenovo
Optischer Tisch	Spezialanfertigung	Thorlabs
Opt. Tisch Füße	PTP502	Thorlabs
USV	Quasar II 15 kVA	Effekta

Tabelle 3.3: Komponenten des Mischkryostaten. Die Aufstellung enthält die Kernkomponenten des Mischers, die restlichen Komponenten und Anbauteile werden in den entsprechenden Kapiteln aufgeführt.

rungsautomaten für FP, KNF-C und das Gesamtsystem sowie Betriebsstundenzähler für FP und KNF-C. Außerdem befinden sich hier die manuellen Ventile V13 und V14 für den 11 l fassenden Heliumtank (dump), der im unteren Teil des Racks verbaut ist. Im mittleren Teil befindet sich das gas handling system (GHS), d. h. die pneumatische Ventilsteuerung mit verschiedenen Drucksensoren und der Steuerrechner samt Monitor. Im oberen Bereich sind TP-Controller, Druck-Controller und der Temperatur-Controller verbaut.

Auf dem Steuer-Rechner läuft die Kontroll-Software VeriCold Dilution Control[35], mittels der der Systemzustand gesteuert und kontrolliert werden kann. Dazu stehen verschiedene Fenster zur Verfügung, die in Abbildung 3.5 und 3.6 abgebildet sind. Im Hauptfenster sind das gesamte GHS sowie die Pumpen und Ventile schematisch abgebildet, außerdem sind hier die Ventilbezeichnungen den entsprechenden Ventilen zugeordnet. Diese können hier auch geschaltet werden, außerdem stehen automatische Programme z. B. zum Abkühlen oder Aufwärmen des Systems über

[35]Werkszustand: Build Date 091127, Version 1253 Release.

ein Menü zur Verfügung (siehe dazu Abschnitt 3.3.5).

Alle Optionen und Einstellungen des Programms sind in der Windows Registry unter dem Schlüssel `HKCU\Software\VeriCold Technologies GmbH` abgelegt. Die wichtigsten Parameter für den (automatischen) Betrieb findet man im Unterschlüssel `VeriCold Dilution Control\Type_MGHS\RefrigeratorBase`. Die Kontroll-Software und alle Log-Dateien sind unter `C:\Vericold` abgelegt. Da die Kontroll-Software unter Windows XP läuft, kann der Mischer prinzipiell auch ferngesteuert werden, wobei allerdings die meisten Anbauteile nicht dafür ausgelegt sind und somit die Funktionalität hauptsächlich für Kontroll-Zwecke genutzt werden kann.

Im Temperatur-Controller-Fenster werden alle Informationen zur Thermometrie des Systems dargestellt. Für beide Temperaturstufen des PT gibt es jeweils einen Cernox[36]-Sensor am Kaltkopf selbst und auf der entsprechenden Kupferplatte, auf der MC-Stufe ist ebenfalls ein Cernox-Sensor montiert. Da diese nur bis zu einem Temperaturbereich von wenigen Kelvin sinnvolle Werte ausgeben können, sind auf der MC-Stufe, der 100mK-Platte und der Still-Platte RuO_2-Sensoren montiert. Diese Dioden werden mit einer einstellbaren Spannung erregt und der resultierende Widerstand wird gemessen, der dann über die jeweilige Kalibrierkurve in eine Temperatur umgerechnet wird. Erregerspannung und Delay können verändert werden, um z. B. ein zu großes Rauschen auszugleichen. Allerdings führen größere Erregerspannungen zu einer stärkeren Erwärmung der Diode und erzeugen damit eine zusätzliche thermische Last für das System. Im Tab sequence kann festgelegt werden, ob nur der aktuelle Sensor ausgelesen werden soll oder über einen Multiplexer die verschiedenen Sensoren sequentiell gemessen werden. Durch Doppelklick auf das rote Feld können Sensoren aus dieser Sequenz ausgeschlossen werden, ein grünes Feld zeigt an, dass der entsprechende Sensor gerade ausgelesen wird. Im Tab heaters können der chamber heater auf der MC-Platte, der still heater und der IVC sorb heater gesteuert werden. Über den chamber set point kann eine bestimmte Temperatur automatisch über eine PID-Regelung gehalten werden. In den Tabs dilution und cooler werden die Sensoren den verschiedenen Stufen zugeordnet, so dass das Kontroll-Programm die passenden Werte für die automatische Steue-

[36]Cernox ist der Produktname der Firma LakeShore für Sensoren auf Basis eines Zirkonium-Nitrit-Films auf einem Saphir-Körper.

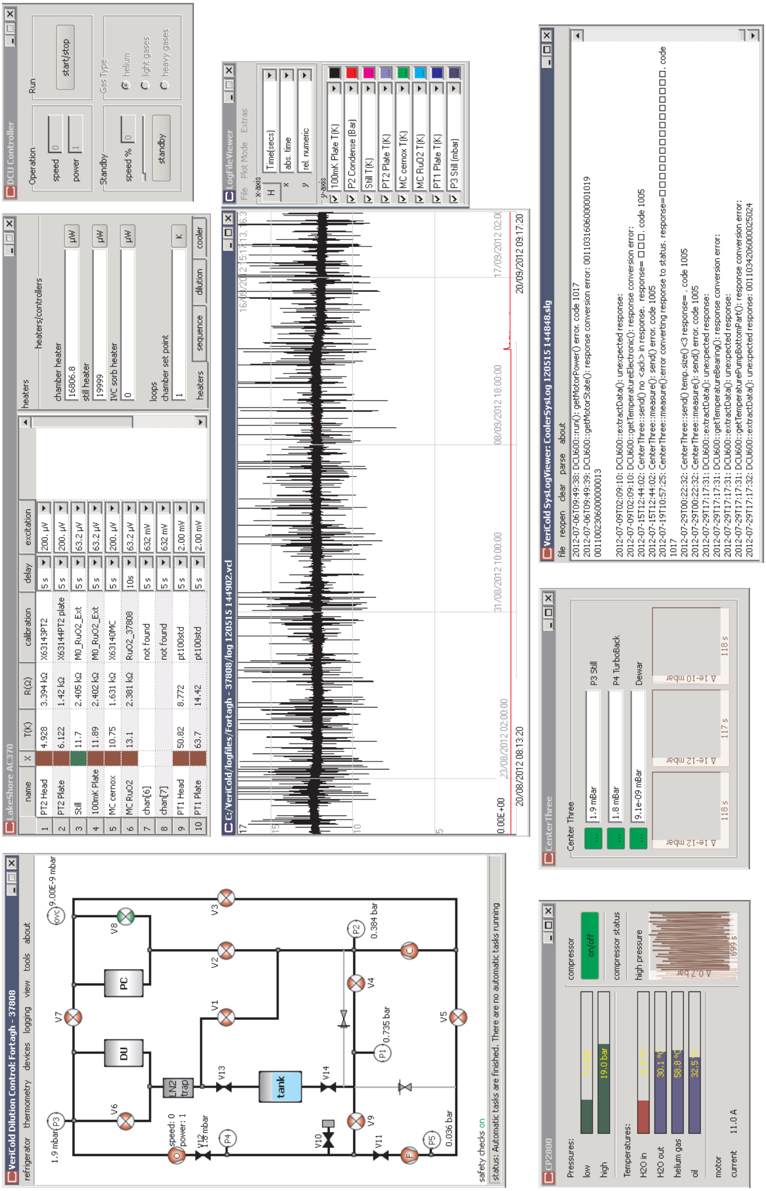
rung zugrunde legt. Sollte einer dieser Sensoren während des Betriebs ausfallen oder falsche Werte anzeigen, muss geprüft werden, ob dies die Funktion beeinträchtigt oder beispielsweise der Sensor PT2 Plate als Ersatz für einen ausgefallenen Sensor PT2 head dienen kann. Andernfalls muss der Mischer aufgewärmt werden (siehe Abschnitt 3.3.5).

Im Fenster des TP-Controllers kann die aktuelle Drehzahl und die aufgenommene Leistung sowie der Status (start/stop) abgelesen werden. Falls die aufgenommene Leistung unerwartet hoch ist, sollte die Wasserkühlung verbessert werden und die Ursache analysiert werden. Im Fenster des PT-Kompressors sind die Drücke am Kaltkopf aufgeführt, außerdem kann hier die Temperatur des Kühlwassers einlass- und auslass-seitig kontrolliert werden. Über ein Diagramm kann der Verlauf dieser Werte angezeigt werden, ebenso können die Toleranzschwellen angezeigt werden, ab denen eine Abschaltung durch die Sicherheitsschaltung der Kontroll-Software (siehe Abschnitt 3.3.6) eingeleitet wird. Dabei wird primär nur der PT-Kompressor abgeschaltet. Sofern der Mischer sich bei Temperaturen deutlich unter Raumtemperatur befindet, wird das Gas sich erwärmen und expandieren. Der daraus ggf. resultierende Überdruck wird in der Folge als zweites Problem gesondert von der Software behandelt.

Im Fenster des Druck-Controllers werden die Drücke an der Still, der TP und in der OVC (siehe Abschnitt 3.3.5 bzw. 3.3.3) sowie deren Verlauf dargestellt.

Die Informationen im System-Protokoll sind chronologisch geordnet. Benutzerbefehle und Fehlermeldungen werden hier gesammelt dargestellt, wobei nach Datum und Uhrzeit zunächst die Quelle der Meldung aufgeführt ist. Während automatischer Vorgänge kann hier der aktuelle Zustand abgelesen werden, was bei unerwartetem Verhalten helfen kann, die Ursache zu finden. Im laufenden (Dauer-)Betrieb werden hier

Abbildung 3.5 : Kontroll-Software des Mischkryostaten: Hauptfenster (VeriCold Dilution Control), Temperatur-Controller-Übersicht (LakeShore AC370) (siehe auch Abbildung 3.6), TP-Controller (DCU Controller), Diagrammdarstellung (LogFileViewer), PT Kompressor (CP2800), Druck-Controller (CenterThree) und System-Protokoll (Vericold SysLogViewer). Software von Oxford Instruments [Agr12, Agr10].


VeriCold Dilution Control: Fortagh - 37808
LakeShore AC370
DCU Controller
LogFileViewer
C:/VeriCold/logfiles/Fortagh - 37808/log 120515 144902.vcl
VeriCold SysLogViewer: CoolerSysLog 120515 144848.slg
CenterThree
CP2800
status: Automatic tasks are finished. There are no automatic tasks running
safety checks on

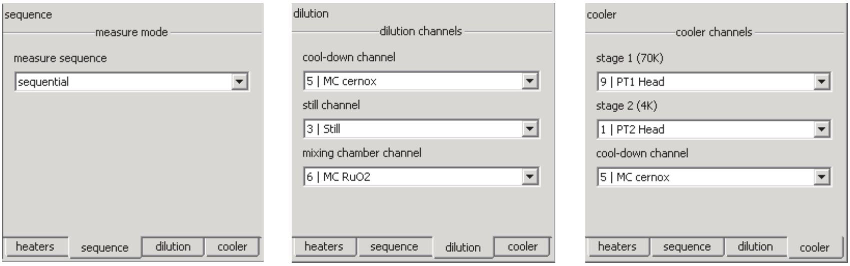


Abbildung 3.6: Verschiedene Anzeige-Tabs des Temperatur-Controller-Fensters (heaters siehe Abbildung 3.5, sequence, dilution, cooler). Gezeigt sind die werksseitig eingestellten Parameter. Software von Oxford Instruments [Agr12, Agr10].

zumeist sporadisch auftretende Kommunikationsprobleme protokolliert, die ignoriert werden können.

Im letzten Fenster können alle Parameter, die die Kontroll-Software protokolliert, grafisch dargestellt werden, um Veränderungen auf einen Blick erfassen zu können[37].

3.3.3 Vakuumkomponenten

Zur Erzeugung eines Vakuums in der OVC wird am unteren OVC-Element ein CF160-Kreuz angebracht. An diesem montiert ist ein pneumatisch betriebener Schieber (VI) mit Lagemelder. Daran anschließend ist eine Turbopumpe (OVC-TP) montiert, die über einen Wellschlauch mit einer Membran-Vorpumpe (MVP) verbunden ist. Diese Konstruktion wurde zum einen gewählt, da ein ölfreier Pumpstrang (d. h. keine ölgeschmierte Vorpumpe) aufgebaut werden sollte. Außerdem sollte eine große Pumpleistung an der OVC bereitgestellt werden. Bei Nichtbenutzung sollte die Möglichkeit bestehen, die Pumpen komplett abzukoppeln.

[37] Das Programm stürzt bei zu großen Protokolldateien ab (abhängig von der Protokollier-Frequenz passiert dies nach etwa 5 Monaten). In diesem Fall sollte über `logging - start a new log file` eine neue Protokolldatei begonnen werden. Das vorige Protokoll kann über ein Hilfsprogramm in eine Textdatei konvertiert werden, so dass die Daten weiter zur Verfügung stehen.

Komponente	Typ	Hersteller
MVP	MVP-070	Pfeiffer Vacuum
OVC-TP	HiPace 300 / TC400	Pfeiffer Vacuum
OVC-TP Controller	DCU310	Pfeiffer Vacuum
OVC-TP Flutventil	PMZ01291	Pfeiffer Vacuum
Zeeman-TP	HiPace 80 / TC110	Pfeiffer Vacuum
Zeeman-TP Controller	DCU110	Pfeiffer Vacuum
Zeeman-TP Flutventil	PMZ01290	Pfeiffer Vacuum
OVC Schieber	10840-CE44-0006	VAT
Zeeman Schieber	10836-CE44-0005	VAT
Eckventil	AVC016 SA	Pfeiffer Vacuum
Zeeman Drucksensor	PKR251	Pfeiffer Vacuum
Schiebersteuerung	Eigenbau	Eigenbau
SPS Logo! News Box	6ED1057-3BA00-0AA5	Siemens
Druckminderer N_2	80079001, $0,15 - 1,5\,\mathrm{bar}$	Westfalen
Ölfreier N_2-Schlauch	84250081, $8 \times 1\,\mathrm{mm}$	Westfalen

Tabelle 3.4: Vakuum-Komponenten des Mischkryostaten.

Die OVC bietet einen weiteren Flansch an der Top Plate (die Oberseite der OVC, an dem die diversen Vakuumdurchführungen montiert sind), der mit einem manuellen Schieber (V_{top}) ausgestattet ist. Dieser kann zu Testzwecken eingesetzt werden, ist aber im Normalfall geschlossen. Eine weitere Öffnung der OVC ist durch den Anbau des Zeeman Slowers gegeben (siehe Abschnitt 3.3.8), der in Abbildung 3.4 links als schwarzes Anbauteil auf Höhe des optischen Tischs zu erkennen ist. An seinem Ende befindet sich ein manueller Schieber (VIII), hinter dem eine weitere kleine Vakuumkammer montiert ist. An dieser ist – über einen pneumatischen Schieber (VII) abgetrennt – eine Turbopumpe montiert, die ebenfalls über einen Wellschlauch mit der MVP verbunden ist. In Tabelle 3.4 sind die verwendeten Komponenten aufgeführt, in Abbildung 3.7 ist der Vakuumaufbau schematisch dargestellt.

Die OVC-TP kann über ein Flutventil mit trockenem Stickstoff geflutet werden, der durch ölfreie Verbindungen und Zuleitungen zugeführt wird. Dadurch ist es möglich, die gesamte OVC kontrolliert zu fluten. Sollte die Stromversorgung der TP ausfallen, flutet diese außerdem automatisch bei Erreichen der halben Nenndrehzahl, um eine Kontamination

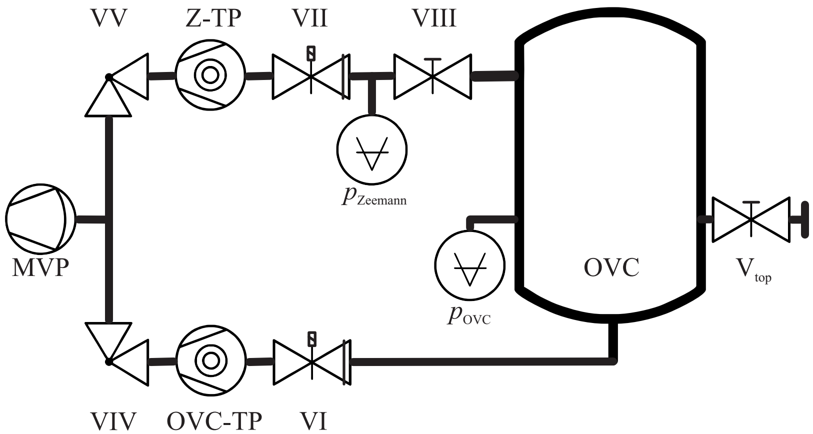


Abbildung 3.7: Vakuumschema des Mischkryostaten. p_{Zeeman} bezeichnet den Druck in der Ofenkammer, der über den Controller der Zeeman-TP ausgelesen wird.

mit Öl aus dem TP-Wellenlager zu vermeiden. Bei Temperaturen unterhalb von 77 K führt dies zu thermischen Kurzschlüssen am Kryostaten, so dass in den entsprechenden Betriebszuständen die automatische Flutfunktion deaktiviert werden sollte (siehe Abschnitt 3.3.5). Die Zeeman-TP (Z-TP) besitzt eine entsprechende Einrichtung zum Fluten mit Argon-Gas aus einer Gasflasche, da das Rubidium in der Ofenkammer unter Argon-Schutzatmosphäre gelagert werden sollte (siehe Abschnitt 3.3.8).

Die pneumatisch betriebenen Schieber können über eine im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Schaltung (Schiebersteuerung) zentral geschaltet und kontrolliert werden (siehe Abbildung 3.8). Ausgangspunkt war die Fragestellung, wie bei einem kompletten Stromausfall das System bestmöglich geschützt werden kann. Der geschilderte Zielkonflikt beim automatischen Fluten der TP kann durch ein automatisches Schließen der Schieber aufgelöst werden, da damit das Vakuum in der OVC bestehen bleibt und der Pumpstrang gefahrlos geflutet werden kann. Dies ist prinzipiell bei den verwendeten Schiebern gegeben, da diese stromlos geschlossen sind. Bei Stromwiederkehr sollen diese jedoch nicht direkt öffnen, da in diesem Moment in der OVC ein (ggf. deutlich) niedrige-



Abbildung 3.8: Frontalansicht der Schiebersteuerung. Links der Hauptschalter und danach die SPS, mittig die beiden Schalter für die Schieber mit Zustandsanzeige, daneben die Spannungsüberwachung für drei Phasen mit manuellem Freigabetaster. Im rechten Einschub wird die Spannungsversorgung für den Betrieb des Ofen-Shutters abgezweigt.

rer Druck herrscht als im Pumpstrang. Aus diesem Grund wurde eine batteriegepufferte SPS[38] entsprechend programmiert, so dass alle drei Phasen des Netzstroms überwacht werden. Bei Ausfall einer dieser Spannungen werden die Schieber automatisch stromlos geschaltet und somit geschlossen und können erst nach manueller Quittierung des Fehlers wieder geöffnet werden. Als Option können weitere Signalgeber (z. B. Wasserwächter) in die Steuerung eingelesen werden, außerdem kann ein GSM-Modul verbaut werden, das den Benutzer per SMS über Fehler informieren kann.

3.3.4 Versorgungssysteme

Neben der Versorgung des Vakuumsystems mit Gasen zum Fluten (siehe Abschnitt 3.3.3) müssen die Schieber mit Druckluft versorgt werden, ebenso benötigt der Kontroll-Rack Druckluft zum Steuern der GHS-Ventile. Diese wird über entsprechende Schläuche (8×1 mm bzw. Gewebeschlauch 19×3 mm) verteilt, wobei die beiden Gruppen getrennt über Ventile zu schalten sind.

Der Mischer benötigt für seine externe Kaltfalle eine Versorgung mit flüssigem Stickstoff. Daher ist im Pumpenraum ein Dewargefäß installiert, in das die Kaltfalle eingebaut werden kann (siehe Abschnitt 3.3.5).

[38] Speicherprogrammierbare Steuerung.

Dieses muss mindestens wöchentlich vollständig mit flüssigem Stickstoff befüllt werden, um ein Aufwärmen der Falle zu vermeiden. Dies würde zu einem unkontrollierten Austreten der in der Falle absorbierten Reststoffe führen, die sich daraufhin im Mischkreislauf des Systems festsetzen und schlimmstenfalls zu Blockaden führen können.

Verschiedene Geräte des Systems benötigen eine aktive Wasserkühlung. Seitens der Universität existiert ein Kühlwasserkreislauf, der als geschlossenes System ausgelegt ist und das gesamte Institut zentral über eine Kältemaschine versorgt. In dieser Arbeit wird dieser Kreislauf i. A. als Kühlwasser bezeichnet, von dem vier Entnahmestellen für Vor- und Rücklauf im Pumpenraum installiert sind. An diesen ist an einem Strang der PT-Kompressor angeschlossen, an einem weiteren Strang ist ein Verteiler für Laborgeräte angeschlossen (siehe Abbildung 3.9). Ein weiterer Strang ist mit Manometern versehen, um den Druck in Vor- und Rücklauf kontrollieren zu können, der letzte Strang ist frei bzw. kann zum Entlüften des Systems genutzt werden. Der Druck im System ist zum einen durch die Leistung der Umwälzpumpen des Kühlwasserkreislaufs sowie durch die Höhe des Gebäudes und den damit verbundenen hydrostatischen Druck bestimmt und beträgt normalerweise $p_{\text{Vorlauf}} \approx 5{,}1\,\text{bar}$ bzw. $p_{\text{Rücklauf}} \approx 4{,}8\,\text{bar}$. Es hat sich gezeigt, dass eine minimale Druckdifferenz von $\Delta p = p_{\text{Vorlauf}} - p_{\text{Rücklauf}} \gtrsim 0{,}3\,\text{bar}$ notwendig ist, um eine ausreichende Kühlung des Systems zu erreichen. Da dies bei Bauarbeiten oder Störungen am Kühlwassersystem nicht sichergestellt werden kann, wurde eine alternative Zuleitung aus dem Stadtwasser-Netz installiert, auf die bei Bedarf umgeschaltet werden kann (siehe Abbildung 3.9). Im Strang der Laborgeräte können diese einzeln zugeschaltet werden, über Nadelventile kann für jedes Gerät der Durchfluss eingestellt werden. Rückschlagventile ermöglichen das Entlüften einzelner Leitungsabschnitte.

Die Stromversorgung des Systems ist wie in Abschnitt 3.3.1 beschrieben über eine USV abgesichert. Damit stehen an den beiden Mess-Racks alle Phasen gepuffert zur Verfügung, zusätzlich können Geräte über die Wandsteckdosen des Labors versorgt werden. Dabei ist die maximale Leistungsaufnahme der USV von 15 kVA zu beachten, wobei eine geringere Last eine längere Stützzeit im Fehlerfall ermöglicht. Nicht-kritische Geräte bzw. Geräte mit hoher Leistungsaufnahme sollten daher an den

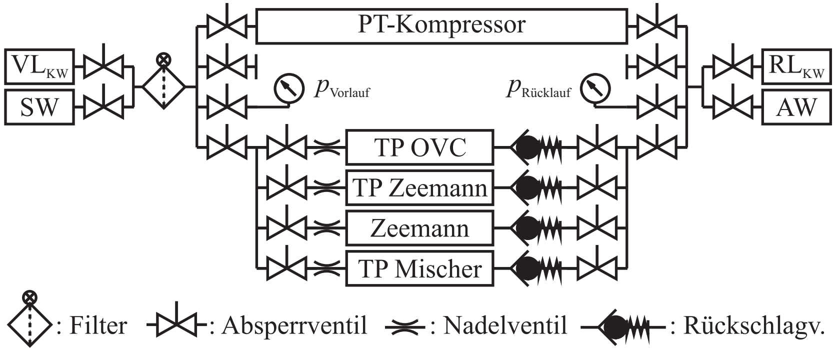


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung der Kühlwasserversorgung des Mischers. VL_{KW}: Vorlauf Kühlwasser, RL_{KW}: Rücklauf Kühlwasser, SW: Stadtwasser, AW: Abwasser. Der Druck p_{SW} (und damit der Durchfluss) in der Stadtwasser-Zuführung ist mittels eines Druckminderers einstellbar (nicht dargestellt), das Druckniveau $p_{AW} = 0\,\text{bar}$.

Wandsteckdosen betrieben werden[39]. Die USV ist dreiphasig ausgelegt, da der PT-Kompressor eine entsprechende Versorgung erfordert. Durch den zusätzlichen einphasigen Anschluss des Kontroll-Racks mit seinen Geräten entsteht eine Phasenschieflast an der USV. Eine Schieflast von $1,2\,\text{kW}$, wie sie durch den Kontroll-Rack und die nominellen Leistungen der angeschlossenen Geräte entsteht, liegt innerhalb der Spezifikation der USV. Diese ist prinzipiell auf eine Schieflast von 100% ausgelegt, wobei diese nicht dauerhaft anliegen sollte [Eff11]. Im normalen Laborbetrieb liegen die Lasten bei etwa 47%, 50% und 60% für die drei Phasen. Die Masseverbindung der USV ist durchgeschleift und liegt daher auf dem Potential der SV Stromversorgung. Dies definiert auch das Massepotential des Mischkryostaten bzw. des optischen Tischs, wobei die Masseverbindung im Kontroll-Rack zusätzlich gefiltert wird. Die Masseverbindungen sind an verschiedenen Positionen des Kryostaten so unterbrochen, dass möglichst wenig Masseschleifen auftreten können,

[39] Es stehen – zusätzlich zu den Anschlüssen der AV Stromversorgung (siehe Fußnote 18, Seite 24) – im Pumpenraum sowie im Labor hinter dem Kontroll-Rack Starkstrom-Dosen der SV Stromversorgung zur Verfügung, im Pumpenraum sind zusätzlich 230 V-Dosen verfügbar.

die dann zu erhöhtem Rauschen insbesondere an den Thermometrie-Sensoren führen könnten [Agr10, Agr12]. Dementsprechend ist bei der Montage von Anbauteilen und elektrischen Verbindungen darauf zu achten, dass diese keine unnötigen Masseschleifen erzeugen. Speziell beim Anschluss an die Wandsteckdosen ist zu berücksichtigen, dass diese zum Teil über andere Gebäudezentralen versorgt werden als die USV und somit Masseschleifen über eine Gebäudelänge entstehen können. Ein zu großes Rauschen führt zu falschen Sensorwerten der Thermometrie, was insbesondere bei automatischen Programmen zu Fehlern führen kann. In Abbildung 3.5 ist in der grafischen Darstellung ein zufällig auftretendes Rauschen zu erkennen, das vermutlich durch die Einkopplung externer Störungen in eine unerwünschte Masseschleife verursacht wurde. Für zukünftige Experimente mit aktiven supraleitenden Bauelementen muss dies durch geeignete Maßnahmen weiter reduziert werden, um einen sicheren Betrieb bei Millikelvin-Temperaturen zu gewährleisten und die Experimente rauscharm durchführen zu können.

3.3.5 Abkühlen und Aufwärmen des Mischers

Ein kompletter Mess-Zyklus besteht aus Vorbereitungen, Abkühlvorgang, Kaltphase bzw. Messzeit und Aufwärmen sowie abschließenden Arbeiten und wird in der Folge auch als Run bezeichnet.

Vorbereitende Arbeiten

Zunächst muss das Experiment vorbereitet werden, d. h. die entsprechenden elektrischen Verbindungen müssen hergestellt und getestet werden. Dabei muss auf die thermische Ankerung der Zuleitungen besondere Rücksicht genommen werden (siehe Abschnitt 3.3.9). In Tabelle 3.5 sind die verfügbaren elektrischen Verbindungen aufgeführt. Außerdem müssen die Signalleitungen und Versorgungssysteme des Mischers überprüft werden, d. h. das Steuer-Programm muss gestartet werden. Dieses führt zu Beginn eine Suche nach allen Geräten durch, außerdem müssen alle Temperatursensoren auslesbar sein und sinnvolle Werte liefern. Aufgrund eines Programmfehlers kann es vorkommen, dass nicht alle Tabs des Thermometrie-Dialogs verfügbar sind. In diesem Fall müssen der Steuer-Rechner und die Kontroll-Software neu gestartet werden.

Bezeichnung	Anzahl	Endpunkt
Thermometrie	2×25	Verschiedene
Twisted Pair Pins	25	MC
Falle $I_{\text{max}} = 0,5\,\text{A}$	30	MC
MOT $I_{\text{max}} = 1\,\text{A}$	30	A4K-Plate
SMA	8	MC
SMB (Ersatz für S1)	8	MC

Tabelle 3.5: Elektrische Verbindungen des Mischkryostaten sowie deren ggf. spezifizierte maximale Stromstärke. Alle dc-Verbindungen sind auf den Ebenen bis zum Endpunkt einzeln thermisch geankert. Die Außenleiter der SMA-Verbindung sind jeweils ebenso geankert. Die Außenleiter der SMB-Verbindung sind über Durchführungen durch die Stufen geführt, sind jedoch elektrisch isoliert. Für die dc-Zuleitungen wird ab der PT2-Stufe supraleitender Draht eingesetzt.

Im nächsten Schritt müssen die Kaltfallen des Mischers gereinigt werden. Diese sind in Abbildung 3.10 markiert, eine weitere befindet sich im Dewargefäß im Pumpenraum. Diese Kaltfallen dienen dazu, Kontaminationen des Mischkreislaufs zu binden, die durch kleine Undichtigkeiten oder bereits durch Ausgasen von Kohlenwasserstoffen z. B. aus Dichtungen oder dem Plastik des Heliumtanks in den Kreislauf gelangen. Bei einer zu starken Verschmutzung besteht die Gefahr einer Blockade des Mischkreislaufs, was im schlimmsten Fall den Austausch größerer Teile des Mischers nach sich zieht. Daher werden in den Fallen Materialien mit großen Oberflächen, z. B. gesinterte Metalle (PT2-Falle) oder Aktivkohle (PT1 und externe Falle) eingesetzt, die zusätzlich gekühlt werden. Die Fremdmoleküle innerhalb des Heliumgemischs werden durch Einfrieren oder Filtern aus dem Kreislauf entfernt. Beim Aufwärmen der Falle wird jedoch ein Teil wieder freigesetzt und ohne zusätzliche Reinigung können die Fallen verstopfen. Zunächst werden V11 und V12 geöffnet, danach wird das Restgas aus dem Mischkreislauf abgepumpt (siehe unten). Zum Reinigen wird zunächst die externe Kaltfalle separat abgepumpt. Dazu steht ein Adapter KF auf Swagelok Quick-Connector zur Verfügung. Sowohl die Kaltfalle selbst als auch die Verbindungsleitungen sind mit selbst-abschließenden Verbindern ausgestattet, so dass diese problemlos geöffnet werden können. Nachdem diese wieder ange-

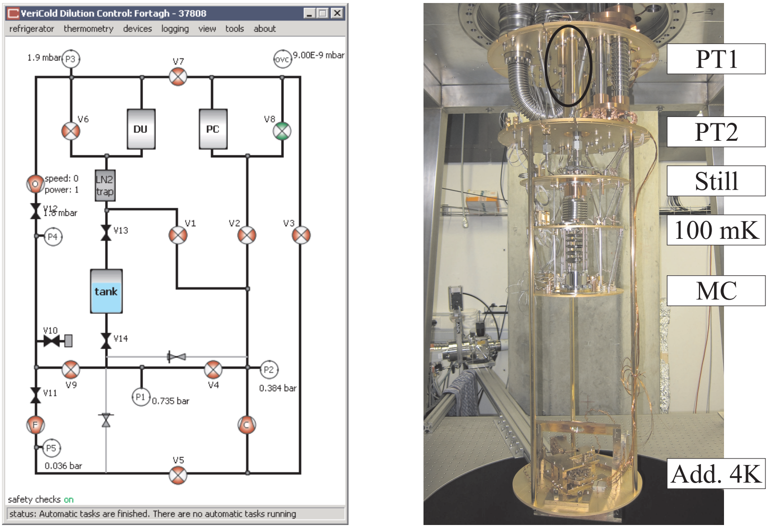


Abbildung 3.10: Links: Hauptfenster des Steuerprogramms des Mischers mit schematischer GHS-Darstellung und Ventilbezeichnungen (siehe auch Abbildung 3.5). Rechts: Vakuumteil des Mischers mit den verschiedenen Temperaturstufen (Plates). Markiert ist die Position der PT1-Kaltfalle, im Bild durch den PT-Kaltkopf verdeckt ist die PT2-Kaltfalle montiert.

schlossen ist, werden die Fallen mit einem trockenen Pumpstand[40] mindestens sechs Stunden abgepumpt, der an den Pump-Anschluss im Pumpenraum angeschlossen wird, wobei V10, V6, V7 und V8 geöffnet werden (V13 und V14 müssen unbedingt geschlossen sein!). Zur Unterstützung kann die Mischer-TP eingeschaltet werden, außerdem können die Fallen mit einem Heißluftgebläse erwärmt werden, wobei eine Temperatur von 80 °C jedoch nicht überschritten werden darf. Nach Abschluss werden die Ventile beginnend bei V8, V7 und V6 geschlossen, ggf. die TP abgeschaltet, V10 geschlossen und der Pumpstand entfernt.

Danach kann der Mischkryostat zusammengebaut werden, d. h. die thermischen Schilde werden angebracht, die OVC-Teile montiert und die

[40] Der Pumpstand verfügt über eine Zeolith-Falle, so dass mögliche Kontaminationen des Mischkreislaufs durch Öl bestmöglich verhindert werden.

OVC-TP befestigt und angeschlossen. Direkt danach können VI und VIV geöffnet werden und mit der Membranvorpumpe der Abpumpvorgang der OVC begonnen werden. Etwa nach 30 min ist ein Druck p_{OVC} von wenigen Millibar erreicht und die OVC-TP kann gestartet werden, die automatische Flutfunktion bleibt währenddessen aktiviert.

Abkühlen

Nachdem typischerweise 12 . . . 24 h an der OVC gepumpt wurde bzw. bei einem Druck $p_{\mathrm{OVC}} \lesssim 10^{-6}$ kann der Abkühlvorgang gestartet werden. Zunächst wird noch einmal kontrolliert, ob keine Fehlermeldungen aufgetreten sind, danach wird V14 an der Rückseite des Kontroll-Racks manuell geöffnet (V13 bleibt im Normalfall immer geschlossen). Der Druck p_1 gibt den Tankdruck an, der mit dem letzten Tankdruck beim Schließen von V14 übereinstimmen sollte und etwa $p_1 = 0,74$ bar beträgt. Über das Menü `refrigerator` der Kontroll-Software kann jetzt der gewünschte Vorgang ausgewählt werden: `full cool-down` startet die Automatik, bis Millikelvin-Temperaturen erreicht sind. `start pre-cool` startet die Automatik, bis 6 K erreicht sind und entspricht insofern dem ersten Teil des `full cool-down`-Programms, der Punkt `condensing` entspricht dem zweiten Teil.

Das Programm startet FP und KNF-C und öffnet V9, V5 und V2, bis $p_2 = 3$ bar und schaltet den PT-Kompressor ein, danach werden V9 und V5 geschlossen und V3 geöffnet. In dieser Phase wird das Heliumgas als Kontaktgas zwischen PT-Kaltkopf und den zu kühlenden Mischerteilen eingesetzt, wobei es zusätzlich umgewälzt wird. Sobald die Temperatur des Sensors, der als cool-down-channel definiert ist (siehe Abbildung 3.6), einen definierten Wert erreicht, wird der Druck p_2 verringert, indem V7 für wenige Millisekunden geöffnet wird. Dies wird wiederholt, bis die pre-cool-Temperatur erreicht ist, die entsprechenden Werte sind in der Registry im Unterschlüssel `cool down from room temperature` definiert. Die Druckreduktion ist nötig, da ein höherer Druck zwar einerseits zu einer besseren Kühlleistung bei hohen Temperaturen führt. Die größere thermische Masse und der damit beim Umwälzen verbundene Wärmeeintrag sind jedoch bei niedrigeren Temperaturen unerwünscht und führen zu höheren Endtemperaturen.

In der Vergangenheit ist an der PT1-Kaltfalle eine Blockade aufgetreten. Dadurch konnte weniger Helium zirkulieren und der Druck überschritt

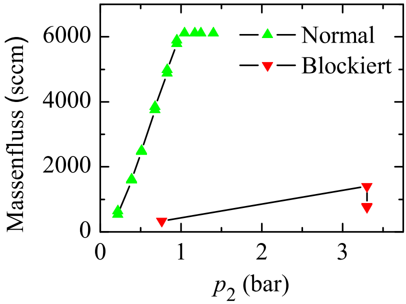


Abbildung 3.11: Massendurchfluss durch den Pre-Cool-Kreislauf des Mischkryostaten für verschiedene Drücke p_2. Bei 6110 sccm sättigt die Anzeige. Zum Vergleich: Durchfluss bei blockierter PT1-Kaltfalle.

den nominellen Druck relativ rasch. Da bei $p_2 \geq 3,5\,\text{bar}$ die Sicherheitsschaltung des Mischers auslöst, konnte die erste Druckstufe nur mit geringeren Werten ausgeführt werden, was zu extrem langen Abkühlzeiten führte. Zur Diagnose wurde hinter dem KNF-C ein kalibriertes Massendurchflussmessgerät der Firma MKS vom Typ 179B53CS3BM installiert. Nach einem Austausch der Kaltfalle durch Oxford Instruments konnten die in Abbildung 3.11 gezeigten Werte erreicht werden. Im Pumpenraum ist eine entsprechende Ausleseelektronik installiert.

In dieser Phase muss die Flutfunktion der OVC-TP deaktiviert werden, da sonst bei einem Fluten ein thermischer Schock auf den Mischer wirkt und ggf. Stickstoff auskondensieren würde. Bei einer Temperatur von etwa 70 K an allen Sensoren können VI und VIII geschlossen werden, die MVP ausgeschaltet und die OVC-TP ausgeschaltet und geflutet werden, sofern der Druck in der OVC nach Schließen von VI konstant bleibt. Damit wird die Pumpleistung durch die kalten Oberflächen des Kryostaten bereitgestellt, der nun als Kryopumpe dient.

Nach Erreichen der Pre-Cool-Temperatur wird der Pre-Cool-Kreislauf evakuiert. Dabei sind V8, V3 und V4 bzw. später V5 und V7 geöffnet, um das gesamte Restgas über KNF-C und später FP und TP in den Tank zu pumpen. Danach werden die Ventile bis auf V8 geschlossen und der PT-Kompressor sorgt für eine kontinuierliche Kühlleistung. In diesem Zustand werden $T_{\text{PT1 Plate}} = 64\,\text{K}$ und $T_{\text{PT2 Plate}} = 6,1\,\text{K}$ erreicht. Der Druck

$p_{\mathrm{OVC}} \gtrsim 4 \cdot 10^{-9}$ mbar, wobei dieser an der Top Plate gemessen wird und in der Nähe der kalten Oberfläche der Schilde (d. h. insbesondere in der Nähe der MOT) deutlich niedriger liegen sollte, da diese als Kryopumpe wirken [Ben80]. Die Fläche der thermischen Schilde beträgt (von außen nach innen) etwa $A = A_1 + A_2 + A_3 = 1,8\,\mathrm{m}^2 + 1,4\,\mathrm{m}^2 + 0,6\,\mathrm{m}^2 = 3,7\,\mathrm{m}^2$, wobei diese als idealer Zylinder angenommen wurden. Weitere kalte Oberflächen ergeben sich an den restlichen Bauteilen des Systems auf den jeweiligen Kühlstufen.

Falls das Programm `start pre-cool` gewählt wurde, bleibt der Kryostat in diesem Zustand, bis ein Fehler auftritt oder ein anderes Programm zum Abkühlen oder Aufwärmen gestartet wird. Falls das Programm `full cool-down` gewählt wurde beginnt automatisch das Programm `condensing`. Dabei werden V5 und V1 geöffnet, über V9 wird automatisch mittels FP und KNF-C Gas aus dem Tank entnommen, bis der Zieldruck $p_2 = 2,5\,\mathrm{bar}$ erreicht ist, der in der Registry im Unterschlüssel `condensing` definiert ist. Das Gas wird durch den KNF-C in eine Verengung gepresst, wo es durch den Druck teilweise kondensiert. Dadurch sinkt der Gasdruck p_2 langsam ab. Sobald dieser weit genug abgesunken ist wird wieder über V9 Gas aus dem Tank hinzugefügt, bis dieser vollständig entleert ist ($p_1 = 0,05\,\mathrm{bar}$). Sobald der Still-Druck $p_3 < 5\,\mathrm{mbar}$ ist werden still heater und TP eingeschaltet, um die Zirkulation im Mischkreislauf zu erhöhen und die MC vollständig auf die Basistemperatur abzukühlen. In dieser Phase ist zu beachten, dass die TP eine relativ große Gaslast zu pumpen hat, d. h. sie wird vergleichsweise warm. Die über die Wasserkühlung abzuführende Leistung ist deutlich größer als bei den vorangegangenen Schritten, insbesondere da die TP ab diesem Moment dauerhaft in Betrieb ist anstatt nur wenige Minuten aktiv zu sein. Es muss daher auf jeden Fall eine ausreichende Durchflussmenge der Wasserkühlung sichergestellt werden.

Der Mischkryostat kann so bis zu 6 Monate betrieben werden, bei längeren Betriebsdauern besteht die Gefahr einer Kontamination des Heliumgemischs durch austretende Moleküle und einer Blockade des Kreislaufs. Diesem Effekt kann durch eine Reinigung der externen Kaltfalle entgegen gewirkt werden [Agr10, Agr12]. Da das gesamte Helium-Inventar im Kryostaten zirkuliert führt ein Ausfall der Versorgungssysteme (siehe Abschnitt 3.3.4) und ein daraus resultierendes Aufwärmen des Kryostaten zu einem relativ großen Druckanstieg im System. Daher ist eine ständige Kontrolle der angezeigten Werte besonders wichtig.

Die nominelle Kühlleistung des Systems bei $T = 100\,\mathrm{mK}$ beträgt $P_{\mathrm{nom}} = 200\,\mu\mathrm{W}$, die typische Kühlleistung beträgt laut Oxford Instruments $P_{\mathrm{typ}} = 250\,\mu\mathrm{W}$. Durch die umfangreichen Modifikationen am Basis-System, wie es Oxford Instruments standardmäßig anbietet, musste die in unserem System erreichte Kühlleistung experimentell bestimmt werden (siehe Abschnitt 3.3.9).

Aufwärmen

Zum Aufwärmen des Systems können die automatischen Programme genutzt werden, wobei das Programm `start a warm up` zunächst das Programm `collect the mixture` ausführt und danach den PT-Kompressor abschaltet. Prinzipiell muss zum Aufwärmen das gesamte Helium aus dem Kreislauf entfernt und in den Tank gepumpt werden, wobei kondensiertes Helium dementsprechend wieder verdampft werden muss. Sobald dies vollständig erfolgt ist, d. h. p_1 dem Referenz-Druck entspricht, kann der PT-Kompressor abgeschaltet werden. Das Programm `collect the mixture` schaltet dazu die TP aus und aktiviert danach die Still- und MC-Heizer, sobald die Turbopumpe eine Drehzahl von unter 300 Hz erreicht hat. Durch Öffnen von V1, V4 und V5 wird mittels FP und KNF-C das Gas in den Tank gepumpt. Zur Beschleunigung wird ein Teil des Heliums zusätzlich durch den Pre-Cool-Kreislauf geleitet (V2 und V3 sind dazu geöffnet). Sobald der Tankdruck $p_1 = 0{,}75\,\mathrm{bar}$ (mit einer geringen Toleranz, die fest vorgegeben ist) und der Still-Druck $p_3 = 0{,}2\,\mathrm{mbar}$ den in der Registry im Unterschlüssel `collecting the mixture` definierten Werten entsprechen werden alle Ventile geschlossen und der PT-Kompressor abgeschaltet, die Kühlwasserversorgung kann unterbrochen werden.

Während des Aufwärmens sind die Drücke p_3 und p_{OVC} besonders zu überwachen, da sich ggf. noch vorhandenes Restgas ausdehnen und den Mischkreislauf beschädigen kann bzw. adsorbierte Moleküle sich beim Aufwärmen von den thermischen Schilden lösen können und damit zu einem Druckanstieg in der OVC führen können. Dies passiert insbesondere beim Aufwärmen der entsprechenden Temperaturstufen auf mehr als 77 K, da sich dann der adsorbierte Stickstoff von den Oberflächen löst.

Abschließende Arbeiten

Sobald der Kryostat vollständig aufgewärmt ist kann V14 manuell geschlossen werden. Zum Fluten der OVC kann die OVC-TP genutzt werden: diese wird samt MVP eingeschaltet (siehe oben), und VI wird geöffnet. Jetzt wird die MVP abgeschaltet und VIV geschlossen, die OVC-TP kann nun (mit aktivierter Flutfunktion) abgeschaltet werden. Nach Unterschreiten der halben Nenndrehzahl wird das Flutventil automatisch geöffnet und damit der Kryostat mit trockenem Stickstoffgas geflutet. Dieser Prozess dauert etwa 20 . . . 30 min. Zu beachten ist, dass der Druck der OVC bei hohen Drücken durch einen Pirani-Sensor gemessen wird[41]. Dieser zeigt bei hohen Drücken keine sinnvollen Messwerte mehr an, da dieser Sensor-Typ die Wärmeleitung in Gasen ausnutzt, die jedoch bei hohen Drücken durch Konvektion nahezu druckunabhängig ist. Daher zeigt dieser bereits nach wenigen Minuten 1000 mbar an. Zur Kontrolle, ob der Flutprozess tatsächlich bereits beendet ist, kann am Stickstoff-Druckminderer der Sekundärdruck reduziert werden. Sinkt dieser deutlich ab, so herrscht noch ein Unterdruck in der OVC. Sobald dieser Indikator nicht mehr anschlägt kann der Schieber auf der Top Plate V_{top} mit einem aufgelegten Blindflansch geöffnet werden. Durch den Rest-Unterdruck saugt sich dieser an, es kann kein unkontrollierter Vakuumeinbruch entstehen. Da der Stickstoff jedoch mit einem Überdruck von $p = 0,1$ bar bezüglich des Atmosphärendrucks einströmt, würde dies zu einem Überdruck in der OVC führen. Durch den aufgelegten Blindflansch kann dieser Überdruck entweichen. Sobald der Flutprozess abgeschlossen ist können V_{top} und VI geschlossen werden, Stickstoff und Druckluft können unterbrochen und der Steuer-Rechner abgeschaltet werden. Es bietet sich an, V11 und V12 zu schließen, um eine unnötige Kontamination des Systems zu vermeiden. Die Drucksensoren werden in diesem Zustand weiterhin ausgelesen. Durch die Bauweise bedingt ist es sinnvoll, den Drucksensor nicht unnötig lange bei hohen Drücken aktiv zu halten, da dieser sonst verschmutzt und nicht wie gewünscht funktioniert. Daher sollte der Kontroll-Rack mittels der Sicherungen auf der Rückseite vollständig vom Netz getrennt werden.

Der Kryostat kann nun wieder zerlegt werden. Die externe Kaltfalle sollte wie oben beschrieben ausgepumpt werden, bevor das Dewargefäß

[41] Ab einem Druck $p < 10^{-2}$ mbar wird automatisch auf eine Kaltkathoden-Röhre umgeschaltet.

unkontrolliert aufwärmt und sich die verdampfenden Adsorbate im System niederschlagen.

3.3.6 Sicherheitseinrichtungen

Das System ist über verschiedene externe Sicherheitsmechanismen geschützt. Dazu zählen insbesondere die USV (siehe Abschnitt 3.3.1) für eine kontrollierte Stromversorgung, die Kühlwasserversorgung mit Stadtwassereinspeisung (siehe Abschnitt 3.3.4) und die Stickstoff-Versorgung, die über das Abgas des Flüssigstickstoff-Tanks des Instituts gespeist wird, sowie die Schiebersteuerung, die das System vor unkontrollierten Vakuumeinbrüchen schützt (siehe Abschnitt 3.3.3). Als weitere Verbesserung ist eine automatische Kühlwasserumschaltung sowie eine gepufferte Druckluftversorgung geplant, beide müssen jedoch noch seitens der Universität Tübingen installiert werden.

Der Kryostat selbst verfügt über verschiedene Sicherheitseinrichtungen. Solange alle Versorgungseinrichtungen vollständig funktionieren dient ein integriertes Sicherheitsprogramm in der Kontroll-Software als erster Schutz. Dieses reagiert hauptsächlich auf Drücke (nicht Temperaturen) des Systems, außer bei der Mischer-TP, in der die Temperatur ebenso überwacht wird. Der PT-Kompressor wird nicht überwacht, ein Abschalten wird lediglich im entsprechenden Fenster der Kontroll-Software angezeigt[42]. Bei den meisten auftretenden Fehlern (d. h. unkontrolliert ansteigenden Drücken[43]) wird der Pfad in den Heliumtank geöffnet, um ein Expandieren des Gases zu ermöglichen. In den meisten Fällen wird dementsprechend entweder eine Temperatur von 4 K gehalten oder – falls der PT-Kompressor ausfällt – das System auf Raumtemperatur aufgewärmt, sofern nicht eingegriffen wird. Die Kontroll-Software kann über eine TCP/IP-Schnittstelle angesprochen werden, so dass z. B. per LabVIEW [Nat11] der Zustand des Systems ausgelesen und eine Messung ggf. rechtzeitig unterbrochen werden kann.

[42] Ein Abschalten des Kompressors führt – z. B. bei mangelnder Kühlung – zu einem Interlock. Dieser muss durch Betätigen des Ausschalters am Kompressor quittiert werden. Da die Kontroll-Software die Abschaltung nicht überwacht, muss dort manuell im Menü `stop the pulse tube cooler` gewählt werden, bevor andere Schritte eingeleitet werden.

[43] Der Druck in der OVC wird nicht als Fehlerquelle überwacht, d. h. ein Druckanstieg wird nicht durch ein Sicherheitsprogramm behandelt.

Bezeichnung	p_{rel}
OVC zur Atmosphäre	0,1 bar
Hinter FP zum Tank	1,3 bar
Hinter KNF-C zum Tank	4,0 bar
Still zur Atmosphäre	3,0 bar
Tank zur Atmosphäre	7 psi
Externe Kaltfalle zur Atmosphäre	100 psi
Condensing Eingang zur Atmosphäre	100 psi
Pre-Cool Eingang zur Atmosphäre	100 psi
Pre-Cool Ausgang zur Atmosphäre	100 psi

Tabelle 3.6: Überdruckventile des Kryostaten mit jeweiligem relativem Überdruck p_{rel} [Agr10, Agr12]. Condensing und Pre-Cool bezeichnen die jeweiligen Verbindungen auf dem GHS-Panel an der Top Plate des Kryostaten.

Sofern die Kontroll-Software ausfällt oder die Funktion des Systems z. B. durch Ausfall der Druckluftversorgung oder eine fehlerhafte Kommunikation mit einzelnen Geräten gestört ist müssen die passiven Sicherheitsmechanismen greifen. Dies sind insbesondere die verschiedenen Überdruckventile des Kryostaten, die in Tabelle 3.6 aufgeführt sind. Dabei ist zu beachten, dass die meisten Überdruckventile zur Atmosphäre hin öffnen, d. h. bei entsprechendem Überdruck geht Heliumgemisch (und dabei besonders das schwer zu beschaffende ^{3}He) verloren, so dass ein Neustart des Systems zumindest nicht direkt möglich ist.

Geplante Notstromtests

Das Technische Betriebsamt der Universität Tübingen (TBA) führt halbjährlich in einem Zeitraum von einer Stunde einen geplanten Notstromtest durch, bei dem die Funktion der entsprechenden Einrichtungen überprüft wird. Während dieser Zeit fällt die AV Stromversorgung komplett aus, die Kältemaschine des Kühlwasserkreislaufs wird nicht mehr betrieben und der Druckspeicher der Druckluftversorgung wird nicht mehr aufgefüllt.

Für diesen Test wird die SV Stromversorgung zeitgleich zur AV Stromversorgung durch das TBA abgeschaltet. Danach sollte innerhalb von ei-

ner Minute die SV Stromversorgung wiederhergestellt sein, da dann die Dieselgeneratoren die Leistung bereitstellen. Zur Überbrückung dieser Zeitspanne dient im Labor die USV. In der Vergangenheit sind jedoch bei dieser Umschaltung Probleme aufgetreten, die ein manuelles Eingreifen des TBA notwendig machen. Falls eine solche Störung an dem das Labor versorgenden Stromkreis auftritt kann die Unterbrechung bis zu einer Stunde dauern. Diese Zeitspanne kann nicht mehr durch die USV überbrückt werden.

Eine sinnvolle Vorbereitung auf diesen Test beinhaltet die Installation einer Überwachung des USV-Status durch ein Notebook. Die reguläre Überwachung über einen stationären Rechner entfällt hier, da dieser Rechner während des Notstromtests abgeschaltet wird[44]. Außerdem sollte das Kühlwasser auf die Stadtwasserversorgung umgeschaltet werden, da das Kühlwasser nicht mehr gekühlt wird. Am fest installierten Druckminderer ist ein Einlassdruck von etwa $1,0\,\mathrm{bar}$ eingestellt. Da das Wasser in den Abfluss geleitet wird entspricht dieser Druck auch der Druckdifferenz zwischen Vor- und Rücklauf. Durch die große Leitungslänge im Gebäude erwärmt sich das Stadtwasser relativ stark, bevor es am Labor ankommt. Am PT-Kompressor wurde eine Einlasstemperatur von bis zu $23\,^{\circ}\mathrm{C}$ gemessen, die zu einer Auslasstemperatur von $31\,^{\circ}\mathrm{C}$ führte[45]. Beide Temperaturen liegen innerhalb der Spezifikationen, zudem kann die Kühlleistung auch am Druckminderer über den Differenzdruck geregelt werden. Während des Notstromtests sollten unnötige elektrische Verbraucher abgeschaltet werden und insbesondere keine Messungen durchgeführt werden. Sollte die Stromversorgung signifikant länger als die geplante Dauer von einer Minute unterbrochen sein, muss der Kryostat möglichst schnell aufgewärmt werden. Dazu muss insbesondere das Heliumgemisch in den Tank gepumpt werden und der PT-Kompressor abgeschaltet werden. Falls die Stützzeit der USV zur Neige geht kann der PT-Kompressor vorzeitig abgeschaltet werden. Da dieser der größte Verbraucher ist sollte damit genug Zeit zum Rückholen des Gemischs zur Verfügung stehen. Allerdings müssen in diesem Fall die

[44] Im Optimalfall sollte vor einem Run des Kryostaten die aktuelle Leistungsfähigkeit der USV getestet werden, um die Einsatzfähigkeit der Batterien und eine korrekte Anzeige der Reststützzeit sicherzustellen.

[45] Die Messung der Einlass- und Auslasstemperatur wird über die Temperatursensoren des PT-Kompressors durchgeführt. Diese sind nicht kalibriert. Da diese jedoch auch das Signal für eine Abschaltung liefern wird an dieser Stelle der angezeigte Wert genannt.

Drücke noch genauer beobachtet werden, da bei fehlender PT-Kühlung noch vergleichsweise viel Heliumgas im System vorhanden sein kann. Am Ende eines Notstromtests kann wieder auf die normale Kühlwasserversorgung umgeschaltet werden und die USV-Überwachung zurück auf den stationären Rechner gelegt werden.

3.3.7 Zusätzliche 4 K-Platte

Wie in Abbildung 3.4 zu sehen ist wurde eine zweite Platte im Kryostaten-Design berücksichtigt, die unterhalb der MC liegt, jedoch auf der selben Temperatur wie die PT2-Platte gehalten wird. Zu diesem Zweck sind drei vergoldete Kupferstangen mit einem Durchmesser von 12,7 mm und einer Länge von 841 mm von der PT2-Platte zur sogenannten Additional 4 K-Plate (A4K-Plate) eingebaut, an denen diese befestigt ist. Die thermische Verbindung wird über die Wärmeleitung der Kupferstangen hergestellt, an denen auch die elektrischen Zuleitungen zur A4K-Plate geführt werden können.

Die Funktion dieser Platte verdeutlicht man sich am einfachsten, wenn man sich den geplanten Aufbau des Experiments vor Augen führt. Die Rubidium-Atome gelangen aus dem Ofen durch den Zeeman-Slower in die OVC, wobei die Achse des Zeeman-Slowers auf einer Höhe mit der A4K-Plate liegt. Dort werden sie in einer 3D-MOT gefangen und dann nach einem horizontalen Transfer zur MC-Plate transferiert. Hier werden sie in eine Magnetfalle umgeladen, die durch Leiterbahnen auf einem supraleitenden Chip gebildet wird.

Die für die MOT nötigen Magnetspulen werden in diesem Aufbau – anders als in anderen Experimenten [Kol12] – als supraleitende Spulen innerhalb des Kryostaten betrieben. Dies hat den Vorteil, dass die präparierte Atomwolke eine kürzere Strecke transferiert werden muss, um an die supraleitenden Bauelemente auf dem Chip gekoppelt zu werden. Die üblicherweise beim Betrieb einer MOT verwendeten Ströme sind jedoch relativ hoch, was in einem Kryostaten zu unerwünschten Heizeffekten führen kann (siehe Abschnitt 3.3.9). Außerdem müssen entsprechende optische Zugänge für die Laserstrahlen vorhanden sein (siehe Abschnitt 3.3.8) und die Erwärmung des Kryostaten durch etwaiges Streulicht der Laserstrahlen muss berücksichtigt werden.

In Abbildung 3.12 ist die A4K-Plate sowie die MOT abgebildet, die wichtigsten Komponenten sind markiert. Die Spiegel (ein identischer

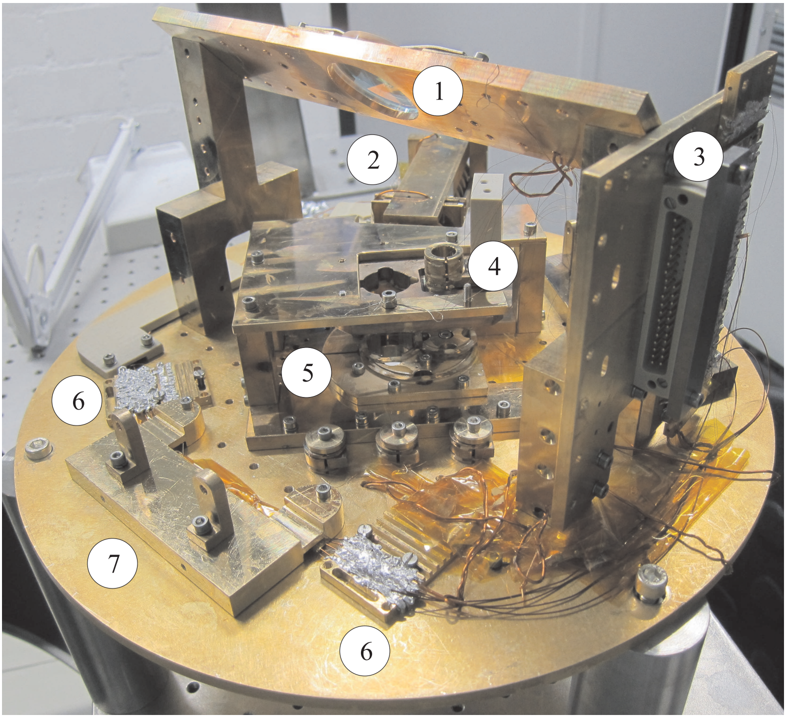


Abbildung 3.12: Additional 4 K-Plate mit eingebauter MOT. 1: Oberer Spiegelhalter mit Spiegel für die MOT-Strahlen in Richtung der *z*-Achse. 2: Vakuumteil des Zeeman-Slowers. 3: PEEK-Stecker zur Kontaktierung an die Zuleitungen des Kryostaten mit thermischem Anker. 4: Spulen für den Conveyor Belt sowie PEEK-Haltevorrichtung für die Conveyor Belt-Konstruktion (nicht dargestellt). 5: MOT- und horizontale Transferspulen. 6: Thermische Anker der Zuleitungen. 7: Endpunkte der Stabilisatoren.

Spiegel ist unterhalb der A4K-Plate angebracht) sind im 45°-Winkel angebracht, um zwei Laserstrahlen, die horizontal zur Platte in den Kryostat geführt werden, vertikal überlagern zu können und somit die z-Achse der MOT erreichen zu können. Die Strahlen verlassen über den jeweils anderen Spiegel und das entsprechende optische Fenster den Kryostaten wieder, so dass eine mögliche Aufheizung minimiert wird. Die Zuleitungen zur A4K-Plate werden über die in Tabelle 3.5 genannten Verbindungen und den PEEK-Stecker hergestellt. Die Spulen der MOT selbst sind aus single-filament Niob-Titan-Drähten mit Kupfermatrix hergestellt, die einen Durchmesser von 48 µm NbTi aufweisen, darüber liegt eine Kupfermatrix, deren Außendurchmesser 79 µm beträgt. Mit der Kapton-Isolation hat der Draht eine Dicke von 102 µm (siehe auch Abschnitt 3.3.9). Alle gefertigten Bauteile bestehen aus OFHC und sind vergoldet, um eine Oberflächenoxidation zu verhindern.

Zusätzlich zum bisher beschriebenen Zeeman-Slower, der den Atmosphären-Teil darstellt, existieren noch weitere supraleitende Spulen auf der A4K-Plate, die den Vakuumteil bilden. Dies ist nötig, da der Zeeman-Slower im zero crossing Modus betrieben wird (siehe Abschnitte 2.2 und 3.3.8).

Ein potentielles Problem beim Betrieb der A4K-Plate sind Vibrationen. Durch die große Länge der Verbindungsstangen zur PT2-Plate ergibt sich auch bei fester Verbindung der Stangen und Platten eine große mögliche Schwingungsamplitude. Durch die Vibrationen des PTs und äußere Anregungen können diese Schwingungen im Betrieb auf das Experiment wirken und damit insbesondere die kontrollierte Führung der Laserstrahlen behindern. Dies stellt prinzipiell ein Problem für den kompletten Kryostaten dar. Oxford Instruments hat jedoch die Schwingungsamplitude der MC vor Auslieferung des Systems auf unter 1 µm bestimmt [Oxf13], was für quantenoptische Experimente ausreichend stabil sein sollte. Um eine möglichst geringe Schwingungsamplitude der A4K-Plate zu erreichen, wurden Stabilisator-Streben zwischen der Platte und dem thermischen Schild der Still-Plate (dem innersten der thermischen Schilde) angebracht. Um keinen thermischen Kurzschluss zwischen den beiden Ebenen zu erzeugen sind die zentralen Stellschrauben aus PEEK gefertigt. Über diese Schrauben kann die Länge der Streben eingestellt werden, so dass eine geringe Verspannung entsteht und die Position der Platte innerhalb enger Grenzen justiert werden kann.

Um die Entstehung der Schwingungen zu reduzieren, wurden zusätz-

liche Gummidämpfer zwischen PT-Motor und Haltegestell des Kryostaten montiert. Aktuelle Messungen zeigen, dass die am System auftretenden Vibrationen damit toleriert werden können (siehe auch Abschnitt 4.3). Die potentiell angeregten Schwingungen durch den Betrieb der OVC-TP können vernachlässigt werden, da die OVC-TP nur während dem Abkühlvorgang in Betrieb ist und dadurch keine Messungen stören kann.

3.3.8 Optischer Aufbau

Für den optischen Aufbau stehen seitens des Kryostaten verschiedene optische Zugänge zur Verfügung. Zwei Fenster befinden sich auf Höhe der MC-Plate, die restlichen 12 Fenster befinden sich auf Höhe der A4K-Plate. Alle Fenster haben eine Antireflex-Beschichtung[46] für eine Wellenlänge von 780 nm und sind an CF35-Flanschen montiert. Die beiden MC-Fenster sind 180° gegenüber eingebaut, um eine Absorptions-Abbildung der Atomwolke am Probenort zu ermöglichen. Durch ein entsprechendes Fenster-Paar auf der A4K-Ebene kann dort ebenfalls eine Abbildung implementiert werden. Zwei der Fenster auf dieser Ebene sind jeweils einem Atomport (d. h. der Achse, auf der Blindflansche in der OVC und Aussparungen in den Schilden vorhanden sind, so dass z. B. der Zeeman-Slower montiert werden kann) gegenüber angeordnet. Durch diese kann ein entsprechender Laser zum Abbremsen des Atomstrahls geführt werden. Zwei Paare gegenüberliegender Fenster sowie zwei Fenster dienen zusammen mit zwei weiteren vertikal versetzten Fenstern zum Aufbau der MOT. Alle Achsen sind in der MOT-Konstruktion berücksichtigt und freigehalten.

Alle Laser werden im benachbarten Labor präpariert und stabilisiert und können mittels optischer Fasern und Faserkopplern auf den optischen Tisch des Mischkryostaten gebracht werden. In diesem Labor befindet sich auch der Durchflusskryostat (siehe Abschnitt 3.2), so dass die bereits vorhandene Infrastruktur effizient genutzt werden kann. Die Aussparung in der Mitte des Tischs muss groß genug sein, um die OVC-Teile bei der Montage sicher hindurch bringen zu können. Für quantenoptische Experimente sollten die optischen Elemente (Linsen, $\lambda/4$-Platten, ...) jedoch möglichst nah an den Fenstern platziert werden kön-

[46] Kurt J. Lesker, Typ VPZL-275LDIO. $R < 0,25\,\%$, Oberflächen-Parallelität < 10 arcsec.

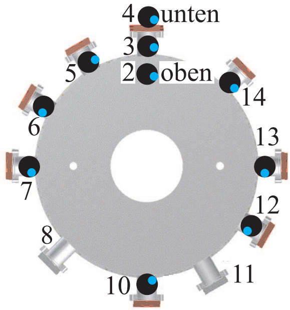


Abbildung 3.13: Grafische Darstellung der Fensterasymmetrie sowie Flansch-Nummerierung im Überblick.

nen. Um dieses Problem zu lösen und beim Zusammenbau des Systems nicht die komplette Justage der Strahlengänge neu durchführen zu müssen sind passende Aluminium-Platten auf dem optischen Tisch aufgebracht, die ein identisches Lochraster aufweisen wie der Tisch selbst. Damit kann der optische Aufbau modular entfernt werden und es können optische Elemente direkt an den Fenstern montiert werden. Für die vertikalen MOT-Strahlen (z-Achse) wurde eine entsprechende Platte konstruiert, die den Strahlengang nach oben bzw. unten verlagert. Für die Abbildung auf der MC-Platte sind Aluminium-Platten mit Lochraster vorgesehen, so dass auch hier ein optischer Aufbau mittels Standard-Bauteilen realisiert werden kann [Jes13].

Die optischen Fenster des Kryostaten weisen eine leichte Fehlorientierung auf. Dabei sind die Fenster der Schilde korrekt ausgerichtet, die Fenster (bzw. die Flansche) der OVC sind jedoch zu diesen leicht versetzt. In Abbildung 3.13 ist die Verschiebung grafisch dargestellt. Alle Flansche wurden mit einer eindeutigen Nummerierung versehen, die ebenso in der Abbildung zu sehen ist. Die Flansche 1 und 9 bilden die Achse auf der Höhe der MC-Platte. Die Flansche 2 und 4 bezeichnen die Fenster der vertikalen MOT-Laser, an Flansch 11 ist der Zeeman-Slower montiert. Die Punkte in den schwarzen Scheiben zeigen die Position der Schildfenster bezüglich der OVC-Fenster. Eine evtl. vorhandene vertikale Verschiebung ist durch den radialen Abstand des Punkts vom Zentrum der Grafik dargestellt. Dementsprechend ist z. B. Fenster 6 nach rechts

verschoben, Fenster 12 ist nach links verschoben. Die horizontale Verschiebung beträgt etwa 2 bis 5 cm, die vertikale Verschiebung beträgt etwa 1 cm. Diese Fehlorientierung ist im kalten wie im warmen System zu beobachten. Da die OVC-Teile nur entsprechend ihrem Schraub-Raster drehbar sind, kann dieser Effekt nicht weiter ausgeglichen werden. Die optischen Achsen sind jedoch zugänglich, so dass nur eine geringe Beeinträchtigung der Funktionalität gegeben ist.

Vor der Abnahme des Systems wurden Polarisationsmessungen an den Fenstern durchgeführt. Dadurch sollte festgestellt werden, ob diese wie vorgesehen polarisationserhaltend ausgeführt sind. Dazu wurde über einen Polarisationswürfel ein polarisierter Laserstrahl erzeugt, der durch eine $\lambda/4$-Platte geführt wird. Damit entsteht zirkular polarisiertes Licht. Somit kann nun die Lichtintensität hinter der $\lambda/4$-Platte bzw. am Polarisationswürfel gemessen werden. In der Folge wird der Strahl durch den Kryostaten geführt, wobei er auf insgesamt 6 (bzw. auf Höhe der MC-Plate auf 8) optische Fenster trifft. Danach läuft er wieder durch eine $\lambda/4$-Platte und einen Polarisationswürfel, die als Analysatoranordnung dienen. Dadurch kann hier erneut die abgelenkte und die transmittierte Leistung über einen Detektor bestimmt werden. In Tabelle 3.7 sind die gemessenen Werte[47] dargestellt.

In einem zweiten Versuch wurde auf der Kammer-Rückseite ein Spiegel angebracht, so dass der Strahl den Kryostaten zweimal durchlaufen muss. Statt der $\lambda/4$-Platte wird eine $\lambda/2$-Platte eingeführt, über die die Polarisationsebene ausgewählt werden kann. Die transmittierte Leistung (gemessen am Polarisationswürfel) beträgt damit zwischen 2 und 20 µW und ist identisch zu einem Aufbau ohne den Kryostaten. Beide Experimente zeigen, dass die im Mischer verbauten Fenster polarisationserhaltend sind. Die geringen Intensitätsunterschiede zwischen den Messungen vor und hinter dem Kryostaten sind durch die leichte Abschwächung beim Durchgang durch die Fenster der OVC und der Schilde zu erklären.

3.3.9 Thermisches Design

Ein großer Teil der Arbeit beim Aufbau des Mischkryostaten bestand darin, die auftretenden thermischen Probleme zu diagnostizieren und Lö-

[47] Die Messungen wurden in Zusammenarbeit mit den Team-Kollegen durchgeführt.

Fenster	vor Kryostat		hinter Kryostat	
	abgelenkt	transmittiert	abgelenkt	transmittiert
6 - 12	1,5 µW	1 mW	4,5 µW	0,95 mW
	1 mW	9 µW	0,97 mW	7 µW
7 - 13	2,2 µW	—	6 µW	—
	1,03 µW	12,2 µW	6 µW	10,7 µW
3 - 10	1,26 mW	3,5 µW	1,2 mW	4,2 µW
	12 µW	1,2 mW	13 µW	1,2 mW
1 - 9	4 µW	1,09 mW	14 µW	1,02 mW
	1,05 mW	7,7 µW	1 mW	12 µW

Tabelle 3.7: Gemessene Laserleistungen bei der Untersuchung der Polarisationserhaltung. Die fehlenden Daten konnten aufgrund einer Leistungslimitierung des Detektors nicht bestimmt werden.

sungen zu entwickeln.

Basistemperatur

Zunächst musste nach der ersten Inbetriebnahme geklärt werden, welche Basistemperatur das System erreicht, da für unseren Prototypen keine entsprechende Spezifikation vorlag. Dazu wurde das System mit allen Fenstern (d. h. nicht wie beim ersten Probelauf bei Oxford Instruments mit Blindflanschen) und der kompletten Verkabelung (lediglich ohne die SMA-Verbindungen), wie sie in Tabelle 3.5 gezeigt sind, auf Basistemperatur abgekühlt. Die eindringende Infrarot-Strahlung und die thermische Last durch Wärmeleitung entlang der Zuleitungen stellt somit die Referenz dar, von der ausgehend die Lasten durch Laserstrahlung, ohmsche Heizeffekte der Zuleitungen oder andere Heizer berücksichtigt werden.

Die Sensoren der Thermometrie geben einen Hinweis darauf, welche Temperaturen erreicht werden, wobei die angezeigten Werte durch elektromagnetische Einstreuungen und eventuelle Masseschleifen höher sind als die realen Werte. Aus diesem Grund wurde die von Oxford Instruments angebotene absolute Temperaturmessung über die Nuclear Orientation Thermometry eingesetzt. Dazu wird radioaktives Co-

balt ^{60}Co mit einer Aktivität[48] von $1,85 \cdot 10^5$ kBq auf der MC montiert, das unter β- und γ-Emission zu ^{60}Ni zerfällt. Dieser Zerfallsprozess ist räumlich anisotrop, wobei die Anisotropie mit sinkender Temperatur zunimmt [Mar83]. Dies ist dadurch zu erklären, dass die Abstrahlung entlang der Spin-Achse der Kerne stattfindet. Diese richten sich bei niedrigen Temperaturen entlang einer gemeinsamen Achse aus, während bei höheren Temperaturen diese Ordnung gestört wird. Daher weist diese Methode auch nur in einem Temperaturbereich von wenigen mK bis etwa 50 mK einen systematischen Fehler von weniger als 1 % auf. Der von uns gemessene Bereich bis etwa 100 mK liegt laut Oxford Instruments noch innerhalb des nutzbaren Bereichs der Anordnung [Oxf13].

Durch den Vergleich mit den theoretischen Werten für die Zerfallsrate kann die Temperatur damit absolut bestimmt werden. Zur Messung wird ein γ-Szintillationsdetektor auf Höhe der MC an der OVC angebracht. Seine Position wird außerdem so gewählt, dass er im Knoten der Abstrahlung liegt, d. h. so dass er eine möglichst große Signaländerung bei sinkender Temperatur erfährt.

Es wurden verschiedene Tests durchgeführt. Zunächst wurde die absolute Basistemperatur des vollständig durchgekühlten Systems auf $T_{\text{base}} = 22,35\,\text{mK}$ bestimmt – ein Wert, der in Anbetracht der großen Modifikationen im Vergleich zu einem Standardsystem (angegeben mit 10 mK) sehr gut ist.

Die Kühlleistung von Mischkryostaten wird üblicherweise bei einer Referenztemperatur von 100 mK angegeben. In einem separaten Abkühlvorgang (mit identischer Verdrahtung, jedoch mit Blindflanschen statt Fenstern) wurde das System auf Basistemperatur abgekühlt. In der Folge wurde über den ohmschen Heizer der MC (chamber heater) eine thermische Last in das System eingebracht. Für unterschiedliche Heizleistungen wurde nach einer Thermalisierungszeit von 20 min die angezeigte Temperatur der MC und der 100 mK-Platte abgelesen, es ergibt sich das in Abbildung 3.14 gezeigte Verhalten.

Durch Interpolation der Messdaten für die MC-Temperatur T_{MC} kann die Kühlleistung des Systems bei 100 mK auf etwa 236 µW bestimmt werden. Dies übertrifft die werksseitige Angabe für ein Standard Triton 200-System um 36 µW.

Eine entsprechende Messung wurde auch mit dem beschriebenen Auf-

[48]Bezugspunkt ist das Jahr 2007, $T_{1/2}^{60\text{Co}} = 5,27\,\text{a}$, γ-Peaks bei $1,17\,\text{MeV}$ und $1,33\,\text{MeV}$.

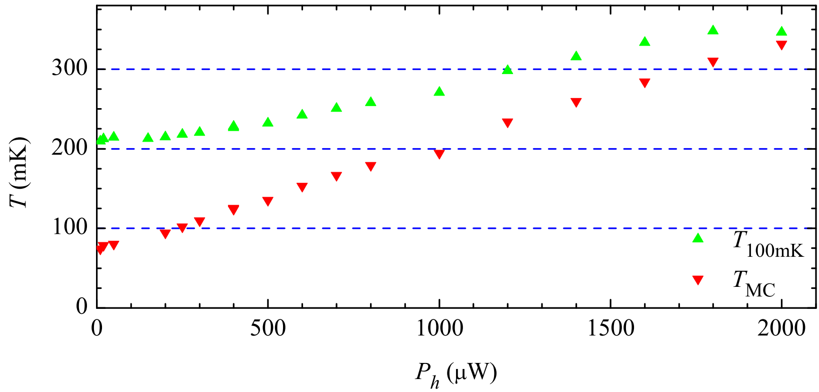


Abbildung 3.14: Angezeigte Temperaturen an der MC und der 100 mK-Platte in Abhängigkeit von der MC-Heizerleistung P_h. Der Heizer der Still wurde mit einer Leistung von 3000 µW betrieben.

bau zur Absolutthermometrie durchgeführt, sie ist in Abbildung 3.15 dargestellt.

Der Vergleich zwischen angezeigtem Wert der Thermometrie und Absolutwert dieser Messung zeigt eine Differenz von 51 mK, dies ist auch in Abbildung 3.14 gut zu erkennen. Die Basistemperatur des Systems wird dort mit 74 mK um etwa 50 mK zu hoch angezeigt[49]. Berücksichtigt man dies für die Bestimmung der Kühlleistung des Systems bei 100 mK, kann aus Abbildung 3.14 eine (vermutlich zu große) Kühlleistung von etwa 0,6 mW abgelesen werden. Möglicherweise sättigt die Temperaturanzeige für sehr tiefe Temperaturen, so dass der oben bestimmte Wert von etwa 0,2 mW dem realen Wert entspricht.

Der Unterschied in den angezeigten Werten mit und ohne Fenster in Abbildung 3.15 beträgt 3 bis 5 mK, ein Einbau der Fenster führt also zu einer minimalen Verschlechterung der erreichbaren Temperaturen. Mit einer Heizleistung von 40 µW steigt die absolute Temperatur der MC auf 39,5 mK. Da die Nuclear Orientation Thermometry wie oben beschrieben nur bei Temperaturen unterhalb von 50 mK genaue Temperaturbe-

[49] Die Basistemperatur des Systems wird als unabhängig vom Einbau der Fenster angenommen, da ein Abdecken der Fenster in allen weiteren Abkühlvorgängen zu keiner Temperaturänderung führte.

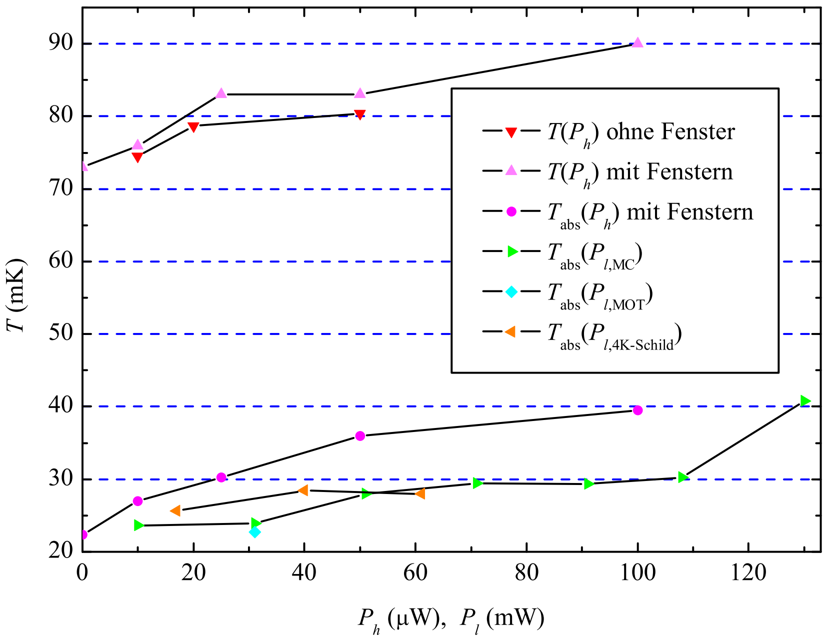


Abbildung 3.15: Temperaturmessung mittels absoluter Thermometrie T_{abs} in Abhängigkeit der Heizleistung des MC-Heizers P_h und der eingestrahlten Laserleistung P_l. Die Laser wurden durch die Abbildungsachse der MC sowie eine MOT-Achse auf der A4K-Platte geführt. Zusätzlich wurde eine geringe Laserleistung kontrolliert auf das thermische Schild der PT2-Platte gelenkt. Zum Vergleich sind die angezeigten Thermometrie-Werte T der vorigen Messung mit Blindflanschen (ohne Fenster) und dieser Messung (mit Fenster) dargestellt.

stimmungen erlaubt, konnte in dieser Messung die Kühlleistung bei 100 mK nicht bestimmt werden. Durch einen linearen Fit (Methode der kleinsten Quadrate) an die ersten vier Datenpunkte der Reihe $T_{\mathrm{abs}}(P_h)$ erhält man eine Erwärmung der MC um $0,287 \pm 0,025$ mK. Damit beträgt die extrapolierte Kühlleistung 270 µW bei 100 mK, dies deckt sich mit der von Oxford Instruments angegebenen typischen Kühlleistung und übersteigt diese sogar leicht.

Ein Laserstrahl mit einer Leistung von 130 mW, der in seiner vorgesehenen Achse an der MC entlang geführt wird, führt zu einer Erwärmung auf 40, 75 mK, wobei die Leistung einer konventionellen Absorptions-Abbildung wesentlich kleiner ist. Dementsprechend ist die Erwärmung durch einen MOT-Laserstrahl mit einer Leistung von 31 mW auf 22, 7 mK zu vernachlässigen. Selbst eine direkte Bestrahlung des 4 K-Schildes der PT2 mit einer Leistung von 61 mW führt nur zu einer Erwärmung auf 28 mK. Zusammenfassend kann das System damit sehr gut mit den thermischen Einflüssen der Zuleitungen und der Laserstrahlung betrieben werden, die bei quantenoptischen Experimenten eingesetzt werden.

Zuleitungen zur A4K-Plate

Die 30 Zuleitungen zur A4K-Plate sind ab Werk installiert und auf der PT1- und PT2-Plate thermisch geankert, wobei bis zur PT1-Ebene Kupferdraht mit einem Durchmesser von 0, 511 mm (AWG24) zuzüglich Isolation genutzt wird. Von PT1- zu PT2-Plate ist Kupferdraht mit einem Durchmesser von 0, 409 mm (AWG26) eingebaut, welcher werksseitig auch (in entsprechender Länge) ab der PT2-Plate bis zur A4K-Plate verbaut wurde. Auf der PT1- und PT2-Plate wird die Zuleitung (wie die anderen Zuleitungen des Kryostaten) über PEEK-Stecker[50] verbunden, so dass diese abschnittsweise kontrolliert und ggf. ausgetauscht werden können. Auf beiden Ebenen werden die Zuleitungen mit Epoxidharz-Kleber durch thermische Anker geführt. Die Vakuumdurchführung an der Top Plate nutzt einen 32-pin MPC-Stecker[51], wobei die Zuleitungen auf der Vakuumseite ebenfalls gesteckt und nicht gelötet kontaktiert sind. Dies ermöglicht es, den Flansch zu öffnen und mit einer neuen Kupferdichtung zu schließen – dies ist insbesondere für den Austausch von Leitungen rele-

[50] Allectra Nr. 211-FS37-PK bzw. 211-MS37-PK mit Pins 212-PINF-25 bzw. 212-PINM-25.
[51] Kurt J. Lesker Nr. IFDRG327013.

vant, da werksseitig jeweils drei bis fünf zusätzliche Drähte verbaut sind, die ebenso durch die thermischen Anker geführt werden, so dass erst nach Defekt dieser zusätzlichen Drähte die thermischen Anker komplett neu hergestellt werden müssen.

Da die Kühlleistung für die A4K-Plate auf der PT2-Ebene zur Verfügung steht, führt jegliche dissipierte Leistung auf der A4K-Plate (oder in den Zuleitungen) zu einem thermischen Gradienten zwischen Kaltkopf des PT und dem Ort der Heizleistung. Dementsprechend ist die Kühldauer für eine erwärmte Stelle umso länger, je weiter diese vom PT entfernt ist, wobei statt der räumlichen Distanz korrekterweise die Distanz über die entsprechenden Wärmepfade hinweg zu betrachten ist. Diese kann z. B. in Magnetspulen durch die große Drahtlänge deutlich größer als die räumliche Distanz sein. Diese Überlegungen führen zur Schlussfolgerung, dass jeglicher Wärmeeintrag in den MOT-Spulen sowie den Zuleitungen durch dissipierte Wärme, d. h. insbesondere ohmsche Verluste, möglichst vermieden werden sollte. Zum einen führt er – wie an jeder anderen Stelle im Kryostaten – zu höherer thermischer Last, aufgrund der speziellen Geometrie der A4K-Plate kann sich hier jedoch eine so starke lokale Erwärmung ausbilden, dass die supraleitenden Magnetspulen über T_c erwärmt werden. Sobald das an einer Stelle der Magnetspulen passiert, setzt sich aufgrund der nun dort entstehenden Erwärmung der Prozess rasend schnell fort (Quench), was schlussendlich zum Durchbrennen des Drahtes führt.

Die Zuleitungen bis zur A4K-Plate bilden damit den ersten limitierenden Faktor. Diese sind seitens Oxford Instruments für einen maximalen Strom von jeweils $I_{\mathrm{max}} = 1\,\mathrm{A}$ ausgelegt, es können alle Drähte gleichzeitig betrieben werden. Die Zuleitungen bis zur PT2-Ebene verursachen bereits eine gewisse thermische Last, die die verbleibende Kühlleistung definiert.

Bereits für die Dimensionierung des Systems wurde durch Oxford Instruments die thermische Last auf der PT1- und der PT2-Ebene abgeschätzt, die sich aus der statischen thermischen Last P_{st} durch die Wärmeleitung entlang der Zuleitungen sowie der ohmschen Heizleistung durch die Ströme P_{Ω} zusammensetzt [Oxf13]. In dieser Abschätzung werden die 30 Zuleitungen zur A4K-Plate sowie die 30 Zuleitungen zur MC mit einer Spezifikation von $I_{\mathrm{max}} = 0,5\,\mathrm{A}$ berücksichtigt, die weiteren Zuleitungen werden vernachlässigt. Dies ist für eine erste Abschätzung gerechtfertigt, da die Stromstärken und die Leiterquerschnitte in den ande-

$P_{st_{0,5},1}$ (W)	$P_{st_{0,5},2}$ (W)	$P_{st_1,1}$ (W)	$P_{st_1,2}$ (W)
0,481 (0,444)	0,057 (0,056)	0,616 (0,569)	0,179 (0,173)
$P_{\Omega_{0,5},1}$ (W)	$P_{\Omega_{0,5},2}$ (W)	$P_{\Omega_1,1}$ (W)	$P_{\Omega_1,2}$ (W)
0,479 (0,338)	0,102 (0,041)	1,50 (1,06)	0,131 (0,053)

$\sum P_{st,1}$ (W)	1,10	$\sum P_{st,2}$ (W)	0,236
$\sum P_{\Omega,1}$ (W)	1,97	$\sum P_{\Omega,2}$ (W)	0,234
$\sum P_1 (W)$	3,07	$\sum P_2$ (W)	0,470

Tabelle 3.8: Thermische Last durch die 1 A- und 0,5 A-Zuleitungen auf die PT1- und PT2-Ebene. Die angegebenen Werte beziehen sich jeweils auf 30 Drähte.

ren Zuleitungen deutlich kleiner sind. Es ergibt sich damit für die gesamte thermische Last

$$P_{th} = P_{st,ges} + P_{\Omega,ges} = P_{st_{0,5},1} + P_{st_{0,5},2} + P_{st_1,1} + P_{st_1,2} + P_{\Omega_{0,5},1} + P_{\Omega_{0,5},2} + P_{\Omega_1,1} + P_{\Omega_1,2}. \quad (3.1)$$

Als Leiterlänge wird der doppelte Abstand zur jeweils höheren Platte angenommen, d. h. für die PT1-Ebene $l_1 = 1200\,\mathrm{mm}$ und für die PT2-Ebene $l_2 = 1000\,\mathrm{mm}$. Mittels tabellierter Werte für das Wärmeleitintegral $P = A/l \cdot \int k\,\mathrm{d}T$ und $A = \pi r^2$ kann damit die statische thermische Last P_{st} berechnet werden. Über die entsprechenden Literaturwerte für den spezifischen ohmschen Widerstand der Kupferleitungen $\rho_{Cu}(300\,\mathrm{K}) = 6 \cdot 10^{-9}\,\Omega\mathrm{m}$ bzw. $\rho_{Cu}(4\,\mathrm{K}) = 2 \cdot 10^{-10}\,\Omega\mathrm{m}$ kann die ohmsche Heizleistung $P_\Omega = \rho_{Cu} l I^2 = RI^2$ berechnet werden. Nach Angaben von Oxford Instruments wurden dazu Literaturwerte von [Eki06] zugrunde gelegt. Die in der Original-Rechnung verwendeten Werte weichen jedoch geringfügig von den in [Eki06] und hier genannten Werten ab. In Tabelle 3.8 sind daher hinter den Original-Werten die angepassten Werte in Klammern aufgeführt.

Die Werte, die von Oxford Instruments berechnet wurden, ergeben eine deutlich größere Last als die nach [Eki06] berechneten Werte. Da sinnvollerweise die worst case-Werte und damit die höheren Werte berücksichtigt werden, werden diese betrachtet. Es zeigt sich, dass die thermische Last deutlich durch den Strom in den Zuleitungen beeinflusst wird.

Insbesondere auf der PT1-Ebene führt der hohe Widerstand des Kupfers bei Raumtemperatur zu einer starken Belastung durch $\sum P_{\Omega,1}$. Vergleicht man die Werte mit der spezifizierten Kühlleistung des PT auf den beiden Stufen, so ergibt sich eine zur Verfügung stehende Kühlleistung von $P_{1,\mathrm{netto}} = 35 - 3,07\,\mathrm{W} = 31,93\,\mathrm{W}$ bzw. $P_{2,\mathrm{netto}} = 1 - 0,47\,\mathrm{W} = 0,53\,\mathrm{W}$. Insbesondere die relativ geringe Kühlleistung auf der PT2-Ebene stellt damit eine Limitation für den Einbau elektrischer Zuleitungen dar, die bei der Auslegung der Zuleitungen zur A4K-Plate und zur MC berücksichtigt werden muss.

Werksseitig wurden die 30 Zuleitungen von der PT2-Plate zur A4K-Plate durch 22 Kupferdrähte mit einem Durchmesser von 0,409 mm und 8 supraleitenden Drähten ausgeführt, die entlang einer Verbindungsstange geführt und mit PEEK-Faden befestigt wurden. Als supraleitender Draht wurde ein Multi-Filament Oxford Instruments 54/33-Draht mit einem Durchmesser von 0,33 mm und einer 15 µm dicken Formvar[52]-Isolierung verbaut, der ein Kupfer/Supraleiter-Verhältnis von 1,35 : 1 aufweist.

In einem ersten Versuch wurde die A4K-Plate mit allen MOT-Spulen (siehe Abschnitt 3.3.10) bestückt und über die Kupferleitungen angeschlossen. Es zeigte sich, dass in dieser Konfiguration ein maximaler Strom von etwa $I_c = 300 \ldots 400\,\mathrm{mA}$ fließen kann, bevor die Spulen über die Sprungtemperatur T_c erwärmt werden.

In einem nächsten Schritt sollten die thermischen Eigenschaften des Systems durch eine veränderte Zuleitung von der PT2-Plate zur A4K-Plate verbessert werden. Dazu wurden verschiedene Drähte eingebaut und mittels Vierpunktmessungen untersucht. Dadurch konnte ein geeigneter Kandidat identifiziert werden, der in dem bereits beschriebenen Oxford Instruments-Draht gefunden wurde.

Die Zuleitungen wurden daher auf einen Oxford Instruments 54/50 Multi-Filament Draht umgebaut, der einen Durchmesser von 0,500 mm und eine 19 µm dicke Formvar-Isolation bei einem identischen Kupfer/Supraleiter-Verhältnis aufweist. Die 54 in der Bezeichnung steht bei beiden Drähten für die Anzahl an supraleitenden NbTi-Filamenten in der Kupfermatrix.

Multi-Filament Drähte bestehen aus mehreren supraleitenden Fila-

[52]Markenname der Monsanto Chemical Company für einen Isolations-Harz auf Polyvinyl-Basis. Dieser ist in geringen Mengen im UHV einsetzbar und thermisch stabil.

menten, d. h. dünnen Lagen supraleitenden Materials, die in einem Kupferkörper eingeschlossen sind. Single-Filament Drähte enthalten einen einzelnen supraleitenden Kern, der in einem Kupferkörper eingeschlossen ist. Der Kupferkörper dient zur Kühlung des Drahts und trägt bei einer lokalen Erwärmung des Drahts über T_c den Strom. Solch eine Erwärmung kann z. B. durch herstellungsbedingte Unterbrechungen im Filament entstehen, an denen der Strom (widerstandsbehaftet) über den Kupferkörper fließen muss. Dementsprechend sollte möglichst viel Kupfer verwendet werden, um eine maximale Sicherheit zu gewährleisten. Aus den Überlegungen zur thermischen Last wird jedoch andererseits deutlich, dass der Leiterquerschnitt nicht beliebig groß gewählt werden sollte. Es wurde hier ein Kompromiss eingegangen und ein Multi-Filament Draht mit vergleichsweise großem Kupferquerschnitt gewählt, um Defekte im Draht bestmöglich ausgleichen zu können und dadurch eine möglichst große Reserve bezüglich des kritischen Stroms I_c zu gewährleisten.

Aufgrund der Erfahrungen bei der thermischen Ankerung am 4 K-Experiment (siehe Abschnitt 3.2) wurden die Zuleitungen an der Verbindungsstange in einem Kupfergeflecht-Schlauch geführt, der durch Klemmringe im Abstand von wenigen Zentimetern an die Stange gepresst wird. Dadurch wird eine maximale Kontaktfläche zwischen den Drähten und gekühlten Oberflächen erreicht.

Thermische Anker auf der A4K-Plate

Durch den Einsatz der Single-Filament Drähte für die MOT (siehe oben) weisen diese nominell einen mehr als ausreichenden Wert von $I_c > 12\,\mathrm{A}$ bei $4{,}2\,\mathrm{K}$ auf, der auch bei Transportmessungen im flüssigen Heliumbad bestätigt wurde. Allerdings können durch Beschädigungen bei der Handhabung, Verarbeitung oder bereits bei der Fertigung kleine Unterbrechungen im supraleitenden Kern entstehen, an denen dann eine starke lokale Erwärmung auftritt. Im Laufe der Spulencharakterisierung stellten sich diese Schwachstellen als großes Problem heraus, da sie den kritischen Strom des gesamten Bauteils (d. h. einer Spule) drastisch reduzieren. Um dem entgegen zu wirken wurden möglichst viele thermische Anker verbaut, um insbesondere an den für die Herstellung notwendigen Trennstellen die entstehende Wärme abführen zu können. Solche Trennstellen sind Ergebnis eines Kompromisses zwischen Repa-

raturfreundlichkeit und Herstellungsfreundlichkeit. Insbesondere bei den Spulen des Zeeman-Slowers (Vakuumteil) wird dies deutlich: Man könnte ihn aus einem langen Draht wickeln und dabei in Kauf nehmen, bei einem Defekt das gesamte Bauteil noch einmal fertigen zu müssen. Die hier realisierte Alternative besteht darin, einzelne Spulen in Reihe zu schalten, so dass bei einem Defekt lediglich eine Teilspule ausgetauscht werden muss. Der Nachteil besteht jedoch darin, dass bewusst Trennstellen erzeugt werden. Diese sind jedoch bekannt und können somit thermisch abgefangen werden.

Alle Konzepte für thermischen Anker müssen das Problem lösen, dass die Wärmeleitung bei tiefen Temperaturen hauptsächlich elektronisch stattfindet [Kit06], was elektrischen Kontakt zu einer kalten Oberfläche impliziert. Dieser ist aber jedoch meist nicht erwünscht, da sonst Masseschleifen bzw. Kurzschlüsse entstehen können. Es muss daher versucht werden, auf möglichst großer Oberfläche und durch eine möglichst dünne Schicht (elektrisch) isoliert einen thermischen Kontakt herzustellen. Die Aufgabenstellung reduziert sich also darauf, Drähte mit einer möglichst dünnen UHV-tauglichen Isolation an kalte Oberflächen zu bringen. Die im System verwendeten Konzepte werden in der Folge kurz dargestellt.

Der Idealfall besteht darin, dass die Isolierschicht nicht notwendig ist. In diesem Fall muss die kalte Oberfläche elektrisch isolierend und trotzdem gut wärmeleitend sein. Bei tiefen Temperaturen ist Saphir (Al_2O_3) einer der besten Wärmeleiter mit einem Wärmeleitungskoeffizienten $\lambda_{\text{Saphir}}(4\,\text{K}) = 230\,\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K}) \approx 37\%\,\lambda_{\text{OFHC}}$ mit $\lambda_{\text{OFHC}}(4\,\text{K}) = 630\,\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$. Für Klemmkontakte wichtig ist die Wärmeleitung bei gegebenem Anpressdruck, die bei $4{,}2\,\text{K}$ und $445\,\text{N}$ für Saphir/Saphir[53] $\Lambda_{\text{Saphir}} = 7\cdot 10^{-4}\,\text{W/K} = 7\%\,\Lambda_{\text{Kupfer}}$ mit $\Lambda_{\text{Kupfer}} = 1\cdot 10^{-2}\,\text{W/K}$ für eine Kupfer/Kupfer-Klemme beträgt [Eki06]. Die deutlich reduzierten Werte im Vergleich zu einer Konstruktion aus Kupfer werden durch den praktischen Vorteil der elektrischen Isolation aufgewogen, da der zu kühlende Leiter dadurch ohne jegliche Isolation im Saphir geklemmt werden kann und somit die extrem schlechte Wärmeleitung durch die Isolationsschicht entfällt ($\lambda_{\text{Kapton}}(4\,\text{K}) = 1{,}1\cdot 10^{-2}\,\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$).

Für die übertragene Wärmeleistung $\dot{Q}$ bzw. die resultierende Erwär-

[53]Der Wert für andere Klemmkräfte kann durch lineare Extrapolation bestimmt werden.

mung ΔT gilt mit einer Kontaktfläche A und einer Isolationsdicke d

$$\dot{Q} = \frac{\lambda}{d} A \Delta T \Leftrightarrow \Delta T = \dot{Q} \frac{d}{\lambda A}. \tag{3.2}$$

Die abzuführende Wärmeleistung $\dot{Q}$ wird durch die ohmsche Verlustleistung $P_\Omega = RI^2 = \dot{Q}$ bestimmt. Für einen Strom von $I = 1\,\mathrm{A}$ und einen Widerstand $R = 1\,\Omega$ ergibt sich damit $P_\Omega = 1\,\mathrm{W}$. Die Dicke der Isolation des MOT-Spulendrahts beträgt $d = 11,5\,\mu\mathrm{m}$. Bei einer Klemmenlänge von $l = 5\,\mathrm{cm}$ ergibt sich $A = 2\pi r \cdot l = 1,6 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{m}^2$ und damit

$$\Delta T_{\mathrm{Kapton}} = \dot{Q} \frac{d}{\lambda A} = 65\,\mathrm{K}. \tag{3.3}$$

Diese Abschätzung vernachlässigt unter anderem, dass die Wärmeleitfähigkeit bei steigenden Temperaturen ebenso ansteigt und damit die Kühlleistung steigt, sie zeigt jedoch eindrucksvoll den Effekt einer Störstelle. Eine typische MOT-Spule hat einen normalleitenden Widerstand von etwa $R = 30\,\Omega$, sollte also die gesamte Spule normalleitend werden ergibt sich eine noch größere Erwärmung.

Der Saphir muss die entstehende Wärme auch an das Kältebad (d. h. die Kupferteile) abführen, die Kapton-Isolierung fällt jedoch weg. Die genannte Abschätzung ergibt für die Wärmeleitung in einem Stück Saphir der Dicke $d = 1\,\mathrm{mm}$

$$\Delta T_{\mathrm{Saphir}} = \dot{Q} \frac{d}{\lambda A} = 0,27\,\mathrm{K}. \tag{3.4}$$

Im Experiment wird der Draht zwischen zwei Saphirplatten eingeklemmt, so dass diese nicht radial um den Draht anliegen und damit A reduziert ist, jedoch ist die Klemmlänge l sehr leicht zu variieren. Eine erste Konstruktion dieser Art führte zu einem erhöhten I_c der Spulenanordnung, allerdings zeigte sich, dass beim Klemmen solch dünner Drähte diese sehr leicht durch die Kanten der Saphirplatten durchtrennt werden können. In diesem Fall muss der Draht gekürzt werden und nach einigen Wiederholungen ist die restliche Drahtlänge nicht mehr ausreichend, um die Spule anzuschließen. Diese Lösung wurde daher inzwischen fallen gelassen, da auch der thermische Kontakt zwischen Saphir und Kupferoberfläche des Mischers nur schlecht definiert ist.

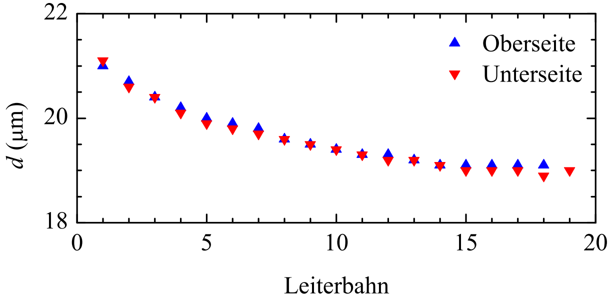


Abbildung 3.16: Schichtdicken der Goldleiterbahnen auf dem Saphirchip gemessen mit dem Alpha-Stepper.

Eine alternative Möglichkeit zur Konstruktion eines solchen Ankers besteht darin, auf einem Saphirchip Leiterbahnen aus Gold aufzubringen. Diese stehen im idealen thermischen Kontakt zum Saphir und können durch lithographische Methoden einfach strukturiert werden. Über ein galvanisches Verfahren kann die Schichtdicke auf mehrere µm erhöht werden[54], die Leiter-Schichtdicken sind in Abbildung 3.16 dargestellt. Diese wurden im Alpha-Stepper gemessen. Die Abnahme der Schichtdicke ist herstellungsbedingt und wird durch inhomogene Feldverteilungen im galvanischen Bad verursacht.

Der Chip wird zwischen zwei PEEK-Stecker verbaut und an den Pins angelötet. Für einen guten thermischen Kontakt wird die Konstruktion durch OFHC-Klammern eingeklemmt, die zusätzlich eine größere mechanische Stabilität garantieren. Bei der Kontaktierung muss beachtet werden, dass das Gold in die Lötstelle gezogen wird und sich dadurch Unterbrechungen in den Leiterbahnen bilden können. Nach einem Abkühl- und Aufwärmvorgang stellte sich heraus, dass sich im Chip durch thermische Verspannungen Risse bilden, die die Leiterbahnen unterbrechen (siehe Abbildung 3.17). Diese Konstruktion ist daher nicht mehr im Einsatz.

Ein Weg zur Lösung des Problems guter Oberflächenbedeckung bei geringer mechanischer Beanspruchung des Drahts besteht darin, als klemmendes Material einen weichen elektrischen Leiter einzusetzen. Solch

[54]Hersteller war die Firma Cicor Microelectronics.



Abbildung 3.17: Thermoanker aus einem Saphirchip mit Goldleiterbahnen. Im eingebauten Zustand ist auf der Oberseite eine zweite OFHC-Klammer verbaut, die den thermischen Kontakt sicherstellt. Rechts ist der Riss im Chip zu sehen, der durch thermische Verspannungen entstanden ist.

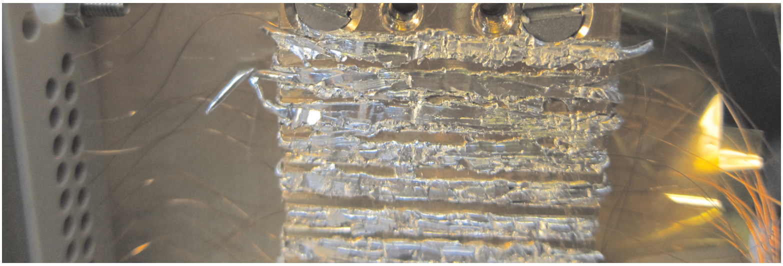


Abbildung 3.18: Thermischer Anker mit Indiumklemme. Der Draht wird aus dem Stecker (links) kommend in ein OFHC-Teil mit Nuten geführt, in die er durch Indium eingepresst wird.

ein Material ist das Schwermetall Indium[55], welches leicht verformbar und gut haftend ist. Es wurden daher OFHC-Teile mit 30 mm langen Nuten (2 mm × 2 mm) gefertigt, die mit Indium gefüllt werden. In der Folge wurden die Drähte in das Indium gepresst, so dass sie vollständig bedeckt waren. Eine Deckelstück aus OFHC, das für einen höheren Anpressdruck und zum mechanischen Schutz dienen sollte, wurde nicht verwendet, da bei der Montage reproduzierbar eine größere Anzahl an Kurzschlüssen entstand. Abbildung 3.18 zeigt eine solche Anordnung.

Diese Konstruktion wird vor und hinter jeder Unterbrechung der Zuleitungen (Stecker, Crimps) eingefügt, um die dort entstehende Wärme abzuführen. Bei Versuchen ohne solche Anker zeigte sich eine starke Verfärbung der Kapton-Isolation, in einigen Fällen war der Draht bereits komplett durchgebrannt.

Der Vakuumteil des Zeeman-Slowers weist eine Besonderheit auf, da hier viele Spulen in Reihe geschaltet sind. Im Unterschied zum Conveyor Belt steht hier jedoch aufgrund der freizuhaltenden optischen Achsen nicht genügend Platz zur Verfügung, um eine solche Indium-Ankerung zu montieren. Es wurde daher nach einer alternativen Lösung gesucht.

Die Idee zur Lösung dieses Problems besteht darin, die zu kühlende Leiterstelle über einen angelöteten Draht zu kontaktieren. Dazu wird der Innenleiter eines Koaxial-Kabels verwendet. Der Außenleiter des Kabels

[55] $\lambda_{\mathrm{In}}(300\,\mathrm{K}) = 81{,}6\,\mathrm{W}/(\mathrm{m}\cdot\mathrm{K})$, $\rho_{\mathrm{In}}(295\,\mathrm{K}) = 8{,}75\cdot 10^{-8}\,\Omega\mathrm{m}$, $\rho_{\mathrm{In}}(4\,\mathrm{K}) = 2\cdot 10^{-11}\,\Omega\mathrm{m}$ [Eki06].

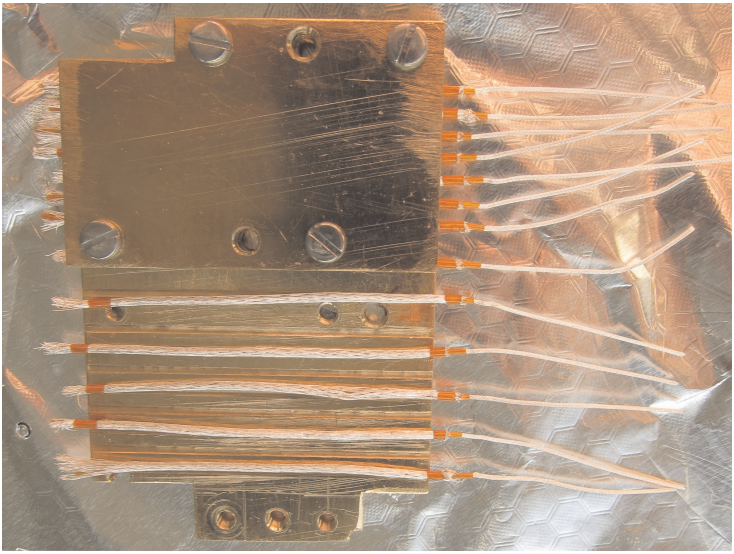


Abbildung 3.19: Thermischer Anker mit Koaxialkabel-Klemme. Der abisolierte Außenleiter (links unten) wird in die Nuten eines OFHC-Teils eingeklemmt (links oben). Zu sehen ist auch der abisolierte Innenleiter (rechts), der an die zu kühlende Leiterstelle gelötet wird.

kann nun elektrisch leitend mit den kalten Kupferoberflächen verbunden werden und dient damit ebenso als Kältebad. Die an der Leiterstelle entstehende Wärme kann nun über eine vergleichsweise lange Drahtlänge durch das Kapton-Dielektrikum des Koaxial-Kabels abgeführt werden. Zur Verbindung des Außenleiters wird wieder eine mechanische Klemmvorrichtung verwendet, um eine möglichst gute Oberflächenbedeckung zu erreichen. Abbildung 3.19 zeigt eine entsprechende Anordnung mit und ohne Deckelplatte.

Bei Lötstellen im UHV-Bereich muss das Flussmittel besonders sorgfältig ausgewählt werden. Flussmittel dienen beim Löten dazu, die Oxidschicht vom zu lötenden Material zu entfernen, so dass eine Legierung zwischen Lot und Werkstück entstehen kann. Dementsprechend ist das Flussmittel zumeist eine Säure, die Stärke kann durch die Wahl des

Flussmittels beeinflusst werden. Komplett flussmittelfrei kann auch mit einem Ultraschall-Lötkolben gelötet werden, bei dem die Oxidschicht durch Vibrationen der Lötspitze entfernt wird (dieses Verfahren wurde bei der Montage des $\lambda/4$-Resonator-Chips angewendet). Für dünne Objekte ist das Verfahren jedoch zu unflexibel. Es gibt jedoch auch Flussmittel, die wasserlöslich sind. Solch ein Flussmittel kann von der Firma Allectra[56] beschafft werden, jedoch ist dies zu wenig aggressiv, um saubere Lötverbindungen zu ermöglichen. Ein aggressiveres Flussmittel ist das Soldaflux Z der Firma Umicore[57]. Nach einer Reinigung der Lötstelle mit Wasser und Aceton sind nahezu keine Rückstände vorhanden, so dass das Werkstück problemlos im UHV eingebaut werden kann.

Da die Konstruktion einer solchen Koaxial-Ankerung vergleichsweise aufwändig ist wurden zunächst Simulationen mit COMSOL [Com12] durchgeführt, um die Wirksamkeit zu bestätigen. Dabei werden zwei Fälle betrachtet, die unterschiedliche Längen des Abschnitts mit bzw. ohne Außenleiter aufweisen, um eine untere und obere Grenze (worst case und best case) für die Wirksamkeit zu erhalten.

Als Basis für die Konstruktion wurde im Experiment und in der Simulation das Koaxial-Kabel der Firma Allectra mit der Bezeichnung 311-KAPM-060-COAX eingesetzt. Dessen Aufbau ist wie folgt gegeben: ein Kupfer-Innenleiter mit Durchmesser $2r_1 = 600\,\mu\text{m}$ ist mit einer Kapton-Isolierung von $r_2 = 35\,\mu\text{m}$ als Dielektrikum bedeckt. Die Dicke des Kupfer-Außenleiters ist nicht spezifiziert, kann aber auf $r_3 = 200\,\mu\text{m}$ abgemessen werden. Der Außendurchmesser inklusive Kapton-Isolierung beträgt $d = 1400\,\mu\text{m}$. Als Materialparameter wurden die hier genannten Werte für $\lambda_{\text{OFHC}}(4\,\text{K})$ und $\rho_{\text{Cu}}(4\,\text{K})$ verwendet, die restlichen Parameter für Kupfer stammen aus der Materialdatenbank von COMSOL. Für Kapton wurde die bereits genannte Beziehung $\lambda_{\text{Kapton}}(T) = 4{,}638 \cdot 10^{-5} \cdot T^{0{,}5678}\,\text{W}/(\text{cm}\cdot\text{K})$ [LPB00] eingesetzt, um die thermische Abhängigkeit von λ berücksichtigen zu können. Anfangswert waren $T_{\text{init}} = 6\,\text{K}$ für die gesamte Anordnung und eine variable Wärmeleistung $\dot{Q} = P_{\text{heiz}}$ an der Spitze des Innenleiters. Die Außenflächen des Außenleiters wurden auf $T_{\text{bad}} = 6\,\text{K} = \text{const.}$ gehalten.

Für den best case wurde eine Länge $l_1 = 5\,\text{mm}$ des abisolierten In-

[56] Allectra Bestellnummer 315-LF-SOLDER-1M.

[57] Ein guter Ansprechpartner für spezielle Fragestellungen der Löttechnik ist Dr. Harald Krappitz von der Firma Innobraze. Kommerzielles Löten unter Vakuumbedingungen bietet die Firma Bodycoat an, vertreten durch Herrn Schreiber.

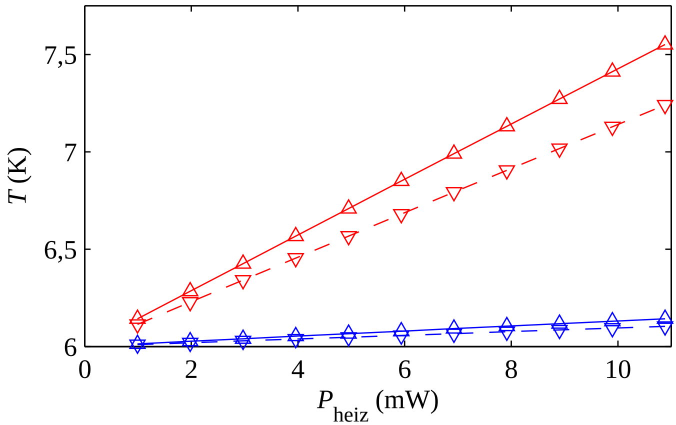


Abbildung 3.20: Simulierte Erwärmung des Koaxialkabel-Innenleiters in Abhängigkeit der Heizleistung P_{heiz}. Durchgezogene Linien bezeichnen den worst case, gestrichelt ist der best case dargestellt. In blau (unten) sind die Temperaturen für das kalte Ende des Innenleiters aufgetragen, in rot (oben) für das warme Ende des Innenleiters.

nenleiters angenommen, die Länge des abisolierten Außenleiters beträgt $l_2 = 45\,\text{mm}$. Bei der Montage können kaum kürzere Werte für l_1 erreicht werden, da sonst die zu kühlenden Leiterstücke starken mechanischen Beanspruchungen unterworfen würden. Im worst case wurden $l_1 = 10\,\text{mm}$ und $l_2 = 40\,\text{mm}$ angenommen, dies sind Werte, die gut zu realisieren sind. In Abbildung 3.20 ist das Ergebnis der Simulation dargestellt.

Man erkennt gut, dass eine Heizleistung von wenigen Milliwatt genügt, um den Innenleiter am warmen Ende deutlich aufzuheizen. Am kalten Ende erwärmt er sich jedoch nur um $\Delta T_{kalt} = 94\ldots130\,\text{mK}$ für $P_{heiz} = 1\,\text{mW}$. Auch wird deutlich, dass eine kürzere Länge l_1 insbesondere für die Temperatur am warmen Ende eine große Verbesserung darstellt. Dies ist nachvollziehbar, da l_1 die Distanz zum Kältebad in Form des Außenleiters darstellt, die Länge l_2 ist groß genug, um die entstehende Wärme abführen zu können und damit die Temperatur des Kältebads aufrecht zu erhalten.

3.3.10 MOT-Charakterisierung

Durch den Einsatz der verschiedenen Anker-Techniken[58] konnten die maximalen Ströme in den Spulenanordnungen deutlich gesteigert werden. Es wurde für die Zuleitungen zwischen PT2- und A4K-Plate die bereits beschriebene Klemm-Technik mit Kupfergeflecht genutzt. Nach dem dortigen PEEK-Stecker befindet sich eine Indium-Klemme, ebenso vor und hinter dem Trennstecker des Zeeman-Slowers. Alle Kontaktstellen der Zeeman-Spulen-Reihenschaltung wurden einzeln über eine Koaxialkabel-Klemme abgefangen. Am Conveyor Belt wurden ebenso Indium-Klemmen eingesetzt. Wo dies möglich ist wurden die Zuleitungen im direkten Kontakt mit kalten Oberflächen geführt.

Die bisher erreichten Werte sind in Tabelle 3.9 zusammengefasst. Die Widerstandswerte $R_{4\,\mathrm{K}}$ sind über eine Vierpunktmessung an der Top Plate ermittelt worden, bei Raumtemperatur wurde eine einfache Zweipunkt-Messung zur Bestimmung von $R_{300\,\mathrm{K}}$ durchgeführt. Abbildung 3.21 zeigt die Bezeichnungen der Spulen schematisch. Die erreichten Werte für gepulste Ströme sind in [Ver13] zu finden.

Die Zuleitungen zur A4K-Plate weisen einen Raumtemperatur-Widerstand von $R_{300\,\mathrm{K}} = 0{,}7 \ldots 1{,}7\,\Omega$ auf (drei Zuleitungen weisen Werte von $R_c = 3{,}8\,\Omega$, $R_R = 3{,}5\,\Omega$ und $R_H = 6{,}5\,\Omega$ auf, wobei der Index den Pin auf der Top Plate bezeichnet). Diese Werte wurden an der A4K-Plate gemessen, wobei zu diesem Zeitpunkt nur die Pins Z bis g als supraleitender Draht ausgeführt waren, die anderen Verbindungen der PT2 zur A4K-Plate wurden über AWG26 Kupferdrähte hergestellt. Für die genauen Werte sowie die Werte für die restliche werksseitige Verdrahtung sei an dieser Stelle auf die Dokumentation zum System verwiesen.

Die Werte I_{design} sowie das magnetische Design der MOT stammen von Daniel Cano, die Spulen der MOT sowie deren Tragekonstruktion wurden von Petra Vergien erstellt. Der Raumtemperatur-Teil des Zeeman-Slowers sowie die atomoptischen Komponenten wurden von Florian Jessen aufgebaut. Details zu den entsprechenden Themen sind den entsprechenden Arbeiten zu entnehmen [Ver13, Jes13].

Abbildung 3.21 zeigt einen Schnitt durch die MOT-Konstruktion, in die farblich die verschiedenen Spulen mit ihrem jeweiligen Windungssinn eingezeichnet sind. Im realen Aufbau zeigt die Zeeman-Achse aus

[58] Die Implementierung der Anker wurde in Zusammenarbeit mit Petra Vergien durchgeführt.

Bezeichnung	I_{design} (mA)	I_c (mA)	I_{design} / I_c	$R_{4\,\text{K}}$ (Ω)	$R_{300\,\text{K}}$ (Ω)
Zeeman	600	400	67 %	0,4	244,8
Compensation	900	1000	111 %	0,3	44,3
MOT oben	800	700	88 %	2,8	58,3
MOT unten	800	500	63 %	0,5	74,6
TR1	1000	600	60 %	0,9	421,1
TR2	1000	600	60 %	0,8	88,0
TR3a	500	500	100 %	0,9	31,5
TR3b	500	500	100 %	0,4	30,9
TR3c	500	600	120 %	1,6	29,6
TR3d	500	defekt	—	—	—
TR3e	500	600	120 %	0,6	29,8

Tabelle 3.9: Maximale dc-Ströme I_c in den Spulen der MOT. Bei Strömen $I > I_c$ tritt eine Erwärmung der Spulen auf und es kommt zu einem kontinuierlichen Spannungsaufbau, der zum Zusammenbruch der Supraleitung führt (Messung von Petra Vergien [Ver13]).

der Zeichenebene heraus (mit einer leichten Verkippung nach links), dies wurde in der Zeichnung zur besseren Übersichtlichkeit vernachlässigt. Deutlich zu erkennen ist, dass die Spulen zum Halten der Atome in Anti-Helmholtz-Konfiguration geschaltet sind, während die Spulen für den kontinuierlichen Transfer gleichsinnig gewickelt sind.

Die Atome werden vom Rubidium-Ofen durch den Raumtemperatur-Teil des Zeeman-Slowers in die OVC geleitet, wo sie durch den Vakuum-Teil des Zeeman-Slowers transportiert werden. Die Windungsanzahl nimmt dabei kontinuierlich ab, d. h. das Magnetfeld folgt einem negativen Gradienten. Die Compensation Coil dient dazu, die Felder des Zeeman-Slowers im MOT-Volumen auszugleichen, so dass diese dort keine Rolle spielen. In der Folge werden die Atome durch die MOT-Spulen gefangen. Mittels der Transfer-Spulen TR1 kann die Wolke nun im Bild nach rechts transferiert werden und über die Spule TR2 sowie die TR3-Spulen in den „Kamin“ gebracht werden. Die TR3-Spulen werden jeweils abwechselnd geschaltet, so dass ein magnetisches Förderband (englisch „conveyor belt“) entsteht. Oberhalb des Kamins werden weitere 16 Conveyor-Spulen angebracht, die bis zum Schild der Still Plate führen. Thermisch getrennt wird eine weitere solche Conveyor-

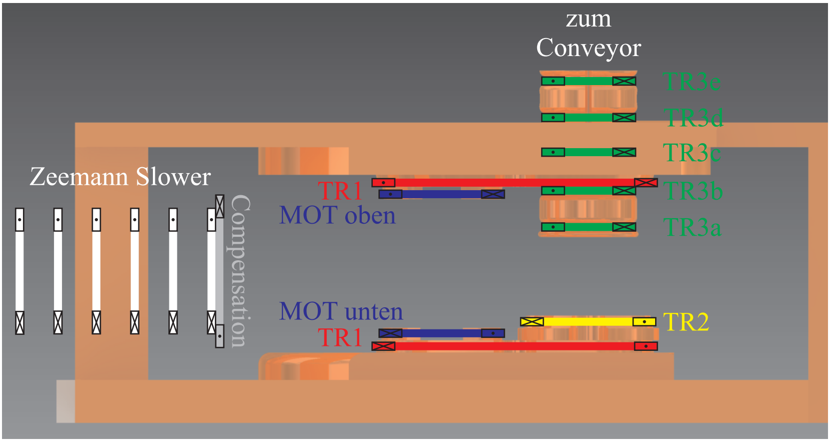


Abbildung 3.21: Schematischer Aufbau der MOT, dargestellt in einem Schnitt durch die CAD-Zeichnung des Aufbaus. Der Windungssinn der Spulen ist durch Kreuze bzw. Punkte dargestellt (Entwicklung der Team-Kollegen, Abbildung adaptiert von [Ver13]).

Anordnung mit 14 Spulen angebracht, die für den Transfer bis unter die mK-Platte sorgen. Dort sollen die Atomwolken in der Zukunft auf eine On-Chip-Falle umgeladen werden, als erster Schritt kann dort eine Spulenanordnung mit weiteren 4 Spulen installiert werden. Ebenso muss noch eine geeignete Anordnung für das flexible Kühlen und Kondensieren der Atomwolke installiert werden (siehe auch Abschnitt 4.3).

4 Experimentelle Ergebnisse

Neben dem Aufbau insbesondere des Mischkryostaten wurden im Rahmen dieser Arbeit verschiedene supraleitende Bauelemente untersucht. Bevor in Abschnitt 4.2 ein Experiment zur Flussquantisierung beschrieben wird, sollen zunächst Experimente mit supraleitenden Mikrowellen-Resonatoren dargestellt werden.

4.1 Supraleitende Mikrowellen-Resonatoren

In nahezu allen Vorschlägen für hybride Quantensysteme spielen Resonator-Strukturen eine entscheidende Rolle. Für Hybridsysteme aus Atomwolken und Supraleitern bieten sich supraleitende Mikrowellen-Resonatoren in einer koplanaren Geometrie an, da sie vergleichsweise leicht herzustellen sind und ihre Resonanzfrequenz gut auf die atomare Übergangsfrequenz abgestimmt werden kann. Zudem können durch ihre Abmessungen verschiedene Bauelemente leicht auf einem gemeinsamen Chip implementiert werden [ADD+06, MCG+07b, RDD+06, VZK+09, GFB+08, WSB+04]. In dieser Arbeit wurden verschiedene Strukturen entwickelt und untersucht, um zukünftig ein geeignetes Design für integrierte Schaltungen auf einem Chip zur Verfügung zu haben. An dieser Stelle sollen zunächst einige Grundlagen dargestellt werden, bevor die in dieser Arbeit untersuchten Strukturen im Detail behandelt werden.

4.1.1 Transmission Line Theory

Elektrische Schaltkreise in Resonanz spielen in der Elektrodynamik eine fundamentale Rolle, so wird beispielsweise der *LCR*-Schwingkreis in jedem Standardwerk behandelt [Jac06, Gre08]. Werden die Wellenlängen

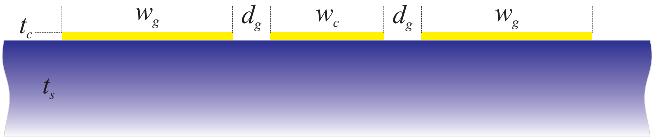


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung eines Coplanar Waveguides (CPW). Die Groundplane-Breite beträgt idealerweise $w_g = \infty$. Ebenfalls eingezeichnet ist ein Substrat der Dicke t_s.

$$\lambda = \frac{\bar{c}}{f} = \frac{\bar{c}}{\omega/2\pi} \tag{4.1}$$

mit der Lichtgeschwindigkeit im Medium $\bar{c}$ und der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ bzw. der Frequenz f jedoch vergleichbar mit den Abmessungen der Schaltkreise, so müssen andere Formalismen gefunden werden, die den räumlich variierenden Strom- und Spannungswerten im Schaltkreis gerecht werden. Außerdem muss berücksichtigt werden, dass Schaltkreise aus einzelnen Leitern bei diesen Frequenzen einen beträchtlichen Teil der eingespeisten Leistung abstrahlen. Es liegt also nahe, ein System zu untersuchen, das diese Abstrahlung reduziert und optimalerweise vermeidet, und einen entsprechenden Formalismus zu entwickeln. Dies wird im Rahmen der Transmission Line Theory geleistet, in der der Schaltkreis mit einem einzelnen Leiter in eine Mehrleiter-Geometrie weiterentwickelt wird.

Das bekannteste Beispiel einer solchen Mehrleiter-Geometrie ist das Koaxial-Kabel, das aus Innen- und Außenleiter besteht. Der Übergang in die Koplanar-Technik gelingt, indem man einen Schnitt durch den Leiter betrachtet und idealerweise die Fläche des Außenleiters ins Unendliche ausdehnt. Es entsteht eine Coplanar Waveguide (CPW)-Geometrie, wie sie in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt ist.

Zur Beschreibung der elektrischen Eigenschaften solcher Strukturen dient das Distributed Element Model (abgeleitet vom Lumped Element Model, das z. B. den LCR-Schwingkreis beschreibt), in dem die elektrischen Größen des Schaltbilds zu längenbezogenen Größen werden und entsprechende Teilschaltkreise untersucht werden [Sim01, Gup96, Poz12,

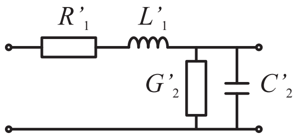


Abbildung 4.2: Ersatzschaltbild eines Teilstücks der Länge dz im Distributed Element Model.

Bah03, Wol06, Lee04, GFB$^+$08][59]. Dabei wird die Struktur in elektrische Teilstücke der Länge d$z \ll \lambda$ unterteilt, die ein Ersatzschaltbild wie in Abbildung 4.2 dargestellt aufweisen. Die eingezeichneten gestrichenen Größen bezeichnen jeweils längenbezogen den ohmschen Widerstand R_1' und die Induktivität L_1' des Signalleiters, die Kapazität zwischen den beiden Leitern C_2' und der Leitfähigkeit G_2' zwischen den beiden Leitern, die die dielektrischen Verluste berücksichtigt. Man erhält über die Kirchhoffschen Gleichungen und den Ansatz einer propagierenden Welle einen Ausdruck für den Wellenwiderstand

$$Z_0 = \sqrt{\frac{R' + i\omega L'}{G' + i\omega C'}} \overset{R'=G'=0}{=} \sqrt{\frac{L'}{C'}}, \tag{4.2}$$

wobei die letzte Beziehung den verlustfreien Fall beschreibt, in dem die Phasengeschwindigkeit

$$\bar{c} = \frac{\omega}{\beta'} = \frac{1}{\sqrt{L'C'}} \tag{4.3}$$

mit $\beta' = \omega\sqrt{L'C'}$ beträgt. Für verlustbehaftete Leitungen wird $\gamma' = \alpha' + i\beta'$ mit der Dämpfungskonstante α' eingesetzt. In der Folge wird jedoch stets der verlustfreie Fall angenommen, sofern nicht anders angegeben.

Für den Fall, dass die Leitergeometrie nicht als unendlich angenommen werden kann, d. h. die beiden Leiter werden durch einen Widerstand Z_{term} abgeschlossen, ergeben sich andere Randbedingungen. Von speziellem Interesse sind die Fälle $Z_{\mathrm{term}} = 0$, $Z_{\mathrm{term}} = Z_0$ und $Z_{\mathrm{term}} = \infty$.

[59] In den genannten Quellen sind Details zu diesem Kapitel detailliert dargestellt, die hier nur genannt werden. Dort sind auch weitere Relationen aufgeführt und es wird ausführlicher auf den $ABCD$-Matrix-Formalismus eingegangen, der hier nur erwähnt werden soll.

Im ersten Fall entsteht ein Spannungsknoten am Leiterende und im Leiter bildet sich eine stehende Welle. Im dritten Fall entsteht am Leiterende ein Spannungsbauch und es bildet sich ebenfalls eine stehende Welle im Leiter, allerdings phasenverschoben um $\pi/2$ zum ersten Fall. Der Fall $Z_{\text{term}} = Z_0$ entspricht einer ideal terminierten Leitung, und die Welle propagiert frei im Leiter. Betrachtet man beliebige Werte von $Z_{\text{term}} = Z_1$, so entspricht dies dem Fall eines Impedanzsprungs im Leiter. Es lässt sich zeigen, dass der Transmissionskoeffizient eines Leiters mit der Impedanz Z_0 zu einem Leiter mit der Impedanz Z_1

$$T = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_0} \tag{4.4}$$

beträgt. Für $Z_1 = Z_0$ ergibt sich $T = 1$, d. h. für eine ideale Transmission sollte Z konstant sein, für Impedanzsprünge ergeben sich Transmissionsverluste. Z_1 wird als Last bezeichnet.

In diesem Zusammenhang definiert man häufig auch den Reflexionskoeffizienten [Poz12]

$$\Gamma = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \tag{4.5}$$

und den Return Loss bzw. den Insertion Loss

$$RL = -20 \log |\Gamma| \,\text{dB} \qquad IL = -20 \log |T| \,\text{dB} \tag{4.6}$$

sowie das Stehwellenverhältnis (Standing Wave Ratio)

$$SWR = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|}. \tag{4.7}$$

Zur Interpretation typischer Messkurven ist die Streumatrix $\hat{S}$ wichtig. Sie gibt ein Verhältnis zwischen ein- und auslaufenden Wellen (bezogen auf die Spannung U der Welle) an zwei Ports an[60]:

$$\begin{pmatrix} U_1^{\text{out}} \\ U_2^{\text{out}} \end{pmatrix} = \hat{S} \begin{pmatrix} U_1^{\text{in}} \\ U_2^{\text{in}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_1^{\text{in}} \\ U_2^{\text{in}} \end{pmatrix} \tag{4.8}$$

[60] Die Streumatrix $\hat{S}$ ist eine $N \times N$-Matrix für N Ports. An dieser Stelle soll zur Vereinfachung lediglich der Fall $N = 2$ betrachtet werden. Für eine größere Anzahl $N > 2$ an Ports kann die $\hat{S}$-Matrix erweitert werden.

Dabei bezeichnen die Indices „out“ die Wellen, die aus dem Port laufen, und die Indices „in“ die Wellen, die in den Port einlaufen [Poz12, Sim01]. Für die Interpretation der Ergebnisse ist wichtig, dass S_{ij} für $i = j$ die Reflexion am Port i beschreibt während S_{ij} für $i \neq j$ die Transmission von Port j zu Port i beschreibt. Häufig wird der Betrag in dB und die Phase in Grad des (i. A. komplexen) Streuparameters S_{ij} angegeben.

Oft ist die abgestrahlte Leistung P_l des Systems bei der Transmission einer Welle von Port 1 zu Port 2 von Interesse. Diese kann über die Beziehung

$$P_l = 100 \cdot \left(1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2\right) \tag{4.9}$$

bestimmt werden.

Bisher wurden reine Wellenleiter betrachtet und Verluste vernachlässigt. Ein nächster Schritt ist das Einfügen eines Schwingkreises in die Transmission Line und der Übergang zur Berücksichtigung von Verlusten in der Transmission Line.

Oszillierende Systeme werden in Lehrbüchern sehr detailliert beschrieben, da die zugrunde liegenden Relationen auf verschiedenste Systeme angewendet werden können – der elektrische Schwingkreis stellt dabei einen Spezialfall dar. Eine wichtige Eigenschaft ist die Resonanzfrequenz

$$\omega_{\mathrm{res}} = \omega_0 = 2\pi \cdot f_{\mathrm{res}} = 2\pi \cdot f_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \tag{4.10}$$

Eine weitere wichtige Größe stellt die Güte Q des Systems dar, die über den Energieverlust ΔE in einem System mit der Energie E während einer Schwingungsperiode definiert ist:

$$Q = 2\pi \frac{E}{\Delta E}. \tag{4.11}$$

Man kann zeigen, dass für n Verlustkanäle

$$\frac{1}{Q} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{Q_i}. \tag{4.12}$$

gilt.

Nun betrachtet man den Schwingkreis in der Transmission Line. Dieser stellt einen (weiteren) Verlustkanal für das System dar, das System

wird mit diesem Schwingkreis belastet. Dementsprechend gilt für die Güte des belasteten Schwingkreises Q_L

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_{\text{int}}} + \frac{1}{Q_{\text{ext}}}. \tag{4.13}$$

Die Güte Q_L wird dabei in eine interne Güte des Schwingkreises Q_{int} und eine externe Güte des Schaltkreises Q_{ext} aufgeteilt.

Die Eingangsimpedanz einer Leitung mit charakteristischer Impedanz Z_0, die durch ein Stück der Impedanz Z_1 abgeschlossen ist, kann als

$$Z_{\text{in}} = Z_0 \frac{Z_1 + iZ_0 \tan \beta l}{Z_0 + iZ_1 \tan \beta l} \tag{4.14}$$

geschrieben werden [Poz12]. Z_{in} wird auch Transmission Line Impedanz genannt.

Die Konstruktion eines Koplanar-Resonators ergibt sich sehr einfach durch eine Unterbrechung des Innenleiters an zwei Stellen – der Leiter zwischen beiden Unterbrechungen (coupling gaps) wird damit zum Resonator. Die Randbedingungen der elektromagnetischen Welle sind durch die Geometrie bestimmt, wobei man zwischen zwei verschiedenen Fällen unterscheidet – dem $\lambda/2$- und dem $\lambda/4$-Resonator, die jeweils durch unterschiedliche Randbedingungen beschrieben werden und beide durch die Transmission Line Theorie beschrieben werden können.

$\lambda/2$-Resonatoren sind also gegeben durch ein Stück Transmission Line, das an beiden Enden unterbrochen ist[61], d. h. $Z_1 = \infty$, wobei die Länge des Leitungsstücks die Wellenlänge $\lambda/2$ definiert. Man erhält einen Spannungsbauch und einen Stromknoten an den Unterbrechungen. Setzt man die Randbedingung in Gleichung (4.14) ein, so erhält man

$$Z_{\text{in}} = -iZ_0 \cot \beta l = Z_0 \coth i\beta l. \tag{4.15}$$

Aus (4.14) ergibt sich für $l = n \cdot \lambda/2$, dass $Z_{\text{in}} = Z_1$. Mit $\beta l = \omega l/\bar{c} = \omega l/(c_0/\sqrt{\epsilon})$ sieht man außerdem, dass der Resonator mit einer Dielektrizitätszahl ϵ und der Vakuumlichtgeschwindigkeit[62] c_0 für diese Längen l in Resonanz ist.

[61] Auf den Fall zweier Kurzschlüsse ($Z_1 = 0$) wie er auch in Abbildung 4.3 gezeigt ist wird hier nicht weiter eingegangen, es ergeben sich entsprechend ähnliche Ausdrücke.

[62] $c_0 = 299792458\,\text{m/s}$ [MTN12].



Abbildung 4.3: Verschiedene Resonator-Geometrien, schwarze Flächen entsprechen leitenden Strukturen. Links: $\lambda/2$-Resonator mit zwei Unterbrechungen. Mitte: $\lambda/4$-Resonator mit einem Kurzschluss zur Ground Plane. Rechts: $\lambda/2$-Resonator mit zwei Kurzschlüssen zur Ground Plane.

Für $\lambda/4$-Resonatoren wird das Stück der Transmission Line an einer Seite unterbrochen und am anderen Ende kurzgeschlossen. Dort bildet sich ein Strombauch statt eines Stromknotens aus (und entsprechend entsteht ein Spannungsknoten). Abbildung 4.3 zeigt drei mögliche Geometrien schematisch. Man erhält

$$Z_{\text{in}} = iZ_0 \tan \beta l, \tag{4.16}$$

so dass für $l = (2n-1) \cdot \lambda/4$ die Impedanz Z_{in} stets komplexe Werte annimmt. Der Resonator ist für diese Längen l in Resonanz.

Mittels des $ABCD$-Matrix-Formalismus lässt sich die Streumatrix eines Systems berechnen, das aus einer Transmission Line mit einem darin befindlichen Resonator besteht [GFB+08]. Es ergibt sich

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{i\omega C_c} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cosh \gamma l & Z_0 \sinh \gamma l \\ \frac{1}{Z_0} \sinh \gamma l & \cosh \gamma l \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{i\omega C_c} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{4.17}$$

für einen Resonator mit einer symmetrischen Koppelkapazität C_c an beiden Enden. Über die Relation

$$S_{21} = \frac{2}{A + \frac{B}{Z_0} + CZ_0 + D} \tag{4.18}$$

kann damit die Transmission S_{21} berechnet werden [Poz12]. In Abbildung 4.4 sind die resultierenden Kurven abgebildet. Mit dem dargestellten Formalismus lässt sich also durch die Beschreibung über die Transmission Line Theory das Verhalten eines kapazitiv gekoppelten Resonators beschreiben.

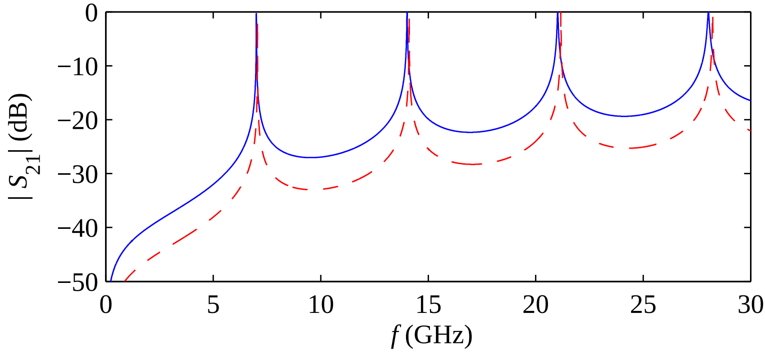


Abbildung 4.4: Transmittiertes Spannungsverhältnis $|S_{21}|$ nach Formel 4.18 für den symmetrisch mit der Kapazität C_c gekoppelten $\lambda/2$-Resonator. In blau dargestellt ist $C_c = 1 \cdot 10^{-14}$ F, in rot $C_c = 0,5 \cdot 10^{-14}$ F. Die Parameter sind $l = 0.009$ m, $\alpha = 10^{-4}$ 1/m, $\beta = \omega\sqrt{\epsilon}/c_0$ mit $\epsilon = 5,5$ und $Z_0 = 50\,\Omega$. Man erkennt, dass die rote Kurve leicht gegenüber der blauen Kurve verschoben ist.

Man kann zeigen, dass die Impedanz des Schaltkreises um die Resonanz durch eine Lorentz-Funktion

$$Z_{\text{in}}(f) = Z_{\text{peak}} \cdot \frac{\delta f}{(f - f_0)^2 + \frac{\delta f^2}{4}} \tag{4.19}$$

beschrieben werden kann, in der die maximale Impedanz Z_{peak} sowie die Resonanzfrequenz ω_0 und die Halbwertsbreite (FWHM) δf eingehen. Der Qualitätsfaktor Q_L kann aus dieser Kurve über

$$Q_L = \frac{f_0}{\delta f} \tag{4.20}$$

bestimmt werden.

Nach Gleichung (4.13) kann diese Messgröße aufgeteilt werden in den internen und externen Qualitätsfaktor, wenn man die (symmetrische)

Koppelkapazität C_c kennt. Dann gilt [GFB+08]

$$Q_{\text{ext}} = \frac{\omega_n R^* C}{2} \tag{4.21}$$
$$Q_{\text{int}} = \omega_n RC \tag{4.22}$$

mit der n-ten Resonanzfrequenz ω_n, der Kapazität $C = C'l/2$ und dem Widerstand $R = Z_0/(\alpha l)$ des Resonators, sowie

$$R^* = \frac{1 + \omega_n^2 C_c^2 R_L^2}{\omega_n^2 C_c^2 R_L} \tag{4.23}$$

mit dem Widerstand der (50 Ω-)Last R_L.

Eine alternative Methode, um den internen Qualitätsfaktor zu bestimmen, besteht darin, den Insertion Loss IL (4.6) auszuwerten [GFB+08, Poz12]. Dabei wird die Relation

$$IL = -20 \log \left(\frac{g}{g+1} \right) \text{dB} \tag{4.24}$$

mit dem Koppelkoeffizienten $g = Q_{\text{int}}/Q_{\text{ext}}$ ausgenutzt. Für $g > 1$ (d. h. große Koppelkapazitäten C_c) ist der Resonator überkoppelt, die Transmission in Resonanz beträgt nahezu $T_{\text{res}} = 1$. Für $g = 1$ bezeichnet man den Resonator als kritisch gekoppelt, und für $g < 1$ als unterkoppelt, die Transmission ist dann $T_{\text{res}} < 1$.

Die bisherigen Beschreibungen galten unabhängig von der Bauweise. In Abbildung 4.3 wurden bereits verschiedene koplanare Strukturen dargestellt, mit denen Koplanar-Resonatoren implementiert werden können. In Abbildung 4.1 sind charakteristische Abmessungen einer Koplanar-Struktur definiert.

In der Literatur sind verschiedenste Relationen gegeben, mit denen die Abmessungen so abgestimmt werden können, dass die Impedanz Z_0 einen gewünschten Wert annimmt [Sim01, Poz12, BB03, GFB+08, Cle13, CC97]. Dabei spielt das Substrat eine entscheidende Rolle. Für ein unendlich dickes Substrat ($t_s \to \infty$) gilt dann

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{1 + \epsilon_{\text{Substrat}}}{2}, \tag{4.25}$$

wobei für das in dieser Arbeit verwendete Saphir $\epsilon_{\text{Substrat}} = \epsilon_{\text{Saphir}} = 10{,}06$ ist [KZH+99, HWR+07, HWIS08, Wün05]. Die Resonanzfrequenz eines $\lambda/2$-Resonators mit der Länge der fundamentalen Mode l verschiebt sich durch das Dielektrikum zu

$$f_0 = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \frac{1}{2l}. \tag{4.26}$$

Für die Abstimmung auf ein gewünschtes $Z_0 = 50\,\Omega$ kann für eine endliche Substratdicke t_s und $t_c \to 0$ sowie Groundplanes der Breite w_g die Beziehung

$$Z_0 = \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \frac{\mathrm{K}(k)}{\mathrm{K}(k')} \tag{4.27}$$

mit den vollständigen elliptischen Integralen erster Ordnung $\mathrm{K}(k)$ und $\mathrm{K}(k')$ verwendet werden. Dabei ist [Sim01]

$$k = \frac{c}{b}\sqrt{\frac{b^2 - a^2}{c^2 - a^2}} \quad \text{und} \quad k' = \sqrt{1 - k^2} \tag{4.28}$$

mit

$$a = \frac{w_c}{2} \qquad b = \frac{w_c + 2d_g}{2} \qquad c = \frac{w_c + 2d_g + 2w_g}{2}. \tag{4.29}$$

Diese Ausdrücke lassen sich z. B. in Maple [Map08] einfach auswerten und ergeben zusammen mit der effektiven Dielektrizitätszahl für endliche Substratdicken die notwendigen Relationen für die Berechnung von Koplanar-Wellenleitern [Sim01, VFH80]. Man erhält

$$\epsilon_{\text{eff}} = 1 + \frac{1}{2}\left(\epsilon_{\text{Substrat}} - 1\right) \frac{\mathrm{K}(k)}{\mathrm{K}(k')} \frac{\mathrm{K}(k'_d)}{\mathrm{K}(k_d)}, \tag{4.30}$$

wobei

$$k_d = \frac{\sinh\left(\pi c/2t_s\right)}{\sinh\left(\pi b/2t_s\right)} \sqrt{\frac{\sinh^2\left(\pi b/2t_s\right) - \sinh^2\left(\pi a/2t_s\right)}{\sinh^2\left(\pi b/2t_s\right) - \sinh^2\left(\pi a/2t_s\right)}} \quad k'_d = \sqrt{1 - k_d^2} \tag{4.31}$$

das Argument für den Anteil im Dielektrikum beschreibt.

Für weitere Relationen und Details zum Design der Koppelkapazi-

tät C_c wird auf die Literatur verwiesen, in der auch Verlustmechanismen z. B. durch Strahlung, Quasiteilchen, Vortexbewegung in Supraleitern, oder Impedanzsprünge diskutiert werden [Bah03, Sim01, Wün05, BGK+11, BGK+12, BCK+12b].

Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass metallische Flächen ober- und unterhalb des Resonators entscheidenden Einfluss auf seine Eigenschaften haben und die jeweils gültigen Relationen verwendet werden müssen. Die genannten Relationen beschreiben den non-conductor-backed Fall, d. h. ohne Berücksichtigung metallischer Flächen. Für die Entwicklung neuer Designs müssen die entsprechenden Relationen für den jeweiligen Spezialfall eingesetzt werden, die in der Literatur zu finden sind.

4.1.2 Messaufbau

Die Messungen zur Charakterisierung der Resonatoren wurden bei $T = 4,2\,\mathrm{K}$ im flüssigen Helium-Bad durchgeführt. Dazu kam ein Probenstab zum Einsatz, der zwei Mikrowellenkabel mit SMA-Steckern zur Verfügung stellt. Am Probenraum kann zur besseren elektrischen Schirmung und zum mechanischen Schutz ein Messingrohr (Außendurchmesser $4,8\,\mathrm{cm}$, Innendurchmesser $4,4\,\mathrm{cm}$) aufgeschraubt werden. Es wurden verschiedene Probenhalter verwendet, die den unterschiedlichen Chipgeometrien angepasst wurden.

Für die Messungen der $\lambda/2$-Resonatoren, die auf dem in [Wün05] entwickelten Design basieren (siehe Abschnitt 4.1.4), wurden Messingboxen verwendet. Diese ermöglichen es, die Massefläche des Chips mit Indium oder Leitsilber an die Wand der Box zu kontaktieren. Über zwei SMA-Stecker wird der Kontakt zum Innenleiter hergestellt. Oberhalb und unterhalb des Chips befindet sich eine metallische Fläche, wobei diese durch einen Abstand $d_{\mathrm{oben}} = 3\,\mathrm{mm}$ bzw. $d_{\mathrm{unten}} = 1\,\mathrm{mm}$ weit genug vom Chip entfernt sind, so dass die Bedingung für den non-conductor-backed Fall erfüllt ist. Die Box dient damit zur elektrischen Abschirmung und mechanischen Befestigung des Chips.

Für die Messungen an den $\lambda/4$-Resonatoren (siehe Abschnitt 4.1.3) wurde ein Probenhalter verwendet, der den conductor-backed Fall berücksichtigt – das vorliegende Probendesign wurde im 4 K-Setup auf einem Kupferhalter durch eine Lötverbindung montiert. Die Probe wird durch Bonds an eine Platine angeschlossen, auf der eine CPW-Struktur die Verbindung zu einem SMA-Stecker herstellt. Der Probenhalter er-

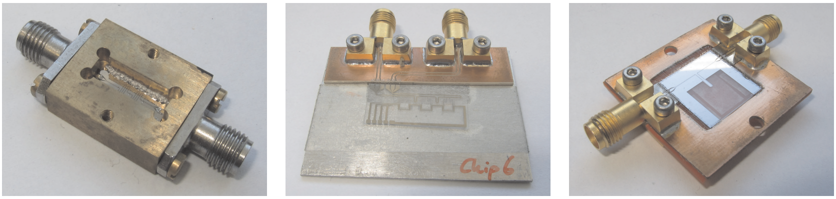


Abbildung 4.5: Probenhalter für die Resonator-Messungen. Links: Messingbox für $\lambda/2$-Resonator-Messungen (Box-Außenmaße: $19 \times 16\,\text{mm} \times 6\,\text{mm}$). Der eingebaute und mit Indium zur Box kontaktierte Chip ist zu erkennen. Nicht abgebildet ist der Deckel. Mitte: Probenhalter für die $\lambda/4$-Resonator-Messungen (Grundfläche $4 \times 3\,\text{cm}^2$). Zu erkennen ist die CPW-Struktur, die von den SMA-Steckern zum Chip führt. Der Chip ist über Bonds kontaktiert. Rechts: Probenhalter für die Entwicklung neuer $\lambda/2$-Resonator-Chips (Grundfläche $29 \times 31\,\text{mm}^2$). Man erkennt einen Chip mit eingeschnittener Massefläche, der über eine große Anzahl an Aluminium-Bonds an die Massefläche des Probenhalters angeschlossen ist. Nicht dargestellt ist der optionale Deckel.

möglicht die Messung in Bedingungen, wie sie denen im 4 K-Setup entsprechen, d. h. ohne zusätzliche elektrische Schirmungen.

Zur Entwicklung weiterer $\lambda/2$-Resonatoren wurde ein flexibler Probenhalter entwickelt[63], der sowohl mit als auch ohne Deckel verwendet werden kann, eine gute Masseanbindung um den kompletten Chip ermöglicht und non-conductor-backed ist [WNB^{+}11]. Die Masseanbindung wurde durch Bonden realisiert, die Kontaktierung des CPW ebenso. Eine kleinere CPW-Struktur dient zur Verbindung von SMA-Stecker und Chip. Diese Struktur ist ebenfalls aus Niob strukturiert und mit einer Lage Gold bedeckt, um den Kontakt der gelöteten SMA-Stecker zu verbessern. In Abbildung 4.5 sind die verschiedenen Probenhalter zu sehen.

Alle Messungen wurden mit einem Netzwerkanalysator vom Typ Agilent PNA E8363C durchgeführt. Dieser wurde im relevanten Frequenzbereich mit dem Kalibrier-Kit Maury Microwave 8770D kalibriert, so dass

[63]Die Entwicklung und Implementierung der Probenhalter wurde in Zusammenarbeit mit Daniel Bothner und Benedikt Ferdinand durchgeführt. Näheres dazu ist auch in der Diplomarbeit von B. Ferdinand zu finden [Fer13].

die Einflüsse der Zuleitungen und des Probenstabs in den Messungen minimiert sind.

4.1.3 Supraleitende $\lambda/4$-Mikrowellen-Resonatoren

Für das 4 K-Setup wurde ein Atomchip entwickelt, der neben den supraleitenden Fallenleitern einer Z-Falle auch supraleitende Mikrowellenresonatoren enthalten sollte. Für die Fallenleiter waren einerseits hohe Ströme I gefordert, andererseits sollten für eine möglichst linienförmige Stromverteilung der Fallenleiter schmal gehalten werden. Es wurde eine Anordnung aus vier Leitern gewählt, deren Breite abnimmt und $b_A = 100\,\mu\text{m}$, $b_B = 50\,\mu\text{m}$, $b_C = 30\,\mu\text{m}$, $b_D = 15\,\mu\text{m}$ beträgt. Alle Leiter können einzeln oder gemeinsam mit Strömen $I_{\{A,B,C,D\}}$ betrieben werden und werden über einen gemeinsamen Masseleiter kontaktiert, um eine möglichst geringe Anzahl an Zuleitungen zu benötigen (siehe Abschnitt 3.2). Damit kann zum Laden der Atomwolke bei großen Distanzen ein großer Strom $I = I_A + I_B + I_C + I_D$ verwendet werden, während bei geringen Distanzen ein geringerer Strom genügt, der durch einen schmalen Leiter fließt.

Die Resonanzfrequenz des Resonators hängt nach Gleichung (4.26) von seiner Länge und dem verwendeten Substrat ab. Insbesondere die Länge unterliegt nur schwer kontrollierbaren Schwankungen, die durch die lithographische Herstellung entstehen. Weiterhin hängt die Resonanzfrequenz von äußeren Feldern ab, die bei den in Abschnitt 4.1.1 dargestellten Überlegungen vernachlässigt wurden [FWS+05, WHW+09, BGK+12, BGK+11, BCK+12b].

Aus diesem Grund wurde ein Ansatz für $\lambda/4$-Resonatoren gewählt, der mehrere Resonatoren unterschiedlicher Frequenz auf einem Chip ermöglicht. Diese werden über eine gemeinsame Feedline kontaktiert und können somit gleichzeitig angesprochen werden. Die einzelnen Resonatoren werden durch Koppelarme in die Groundplane der Feedline eingebettet. Dadurch ergibt sich eine geschlossene Fläche um den Resonator-Spalt (Gap), dieser Umstand wird in der Folge insbesondere für die Persistent Trap und die Positionierung der Atomwolke ausgenutzt.

Für Messungen bei mK-Temperaturen wird das strong coupling-Regime angestrebt [WSB+04, VZK+09], für 4 K ist dies Vorhersagen zufolge wesentlich schwerer zu erreichen [HMSR10]. Daher sollte mit diesem De-

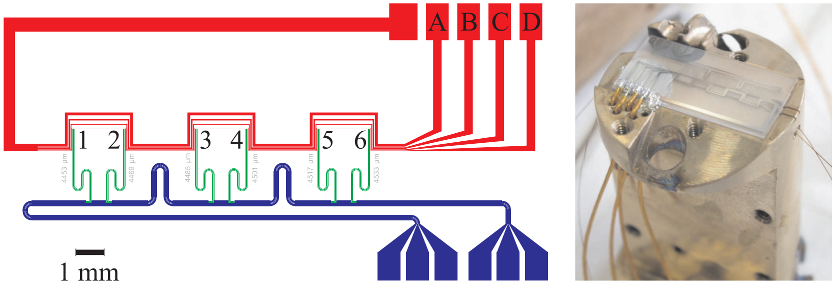


Abbildung 4.6: Links: Design des $\lambda/4$-Resonator-Chips. Rot: Fallenleiter, Blau: Feedline, Grün: $\lambda/4$-Resonatoren. Nicht dargestellt ist die Ringstruktur (siehe Abschnitt 4.2). Rechts: Kaltkopf mit montiertem Chip.

sign zunächst grundsätzlich die Kopplung an einen Resonator demonstriert werden.

Ein Design, das mehrere Resonatoren auf einem Chip sowie entsprechende Fallenleiter integriert, ist in Abbildung 4.6 links zu sehen, in der Abbildung rechts ist der Chip auf dem Kaltkopf montiert abgebildet. Um alle sechs Resonatoren auf dem Chip an jeweils einer Z-Falle ausrichten zu können wurde die dort zu sehende Mäanderform der Fallenleiter gewählt. Der Chip hat eine Länge von 20 mm und eine Breite von 10 mm.

Der Chip wurde auf einem Kaltkopf[64] montiert, der auf den Durchflusskryostaten abgestimmt ist. Dieser führt die elektrischen Zuleitungen an die Fallenleiter und ermöglicht die Montage der SMA-Kabel des Kryostaten am Chip. Um die Kräfte durch die Biegung des Kabels kurz vor dem Chip zu reduzieren wurden Lastabfangungen integriert. Alle Kontakte sind durch Ultraschall-Löten hergestellt. Der Chip selbst ist ebenso auf den Kupferhalter gelötet, um einen bestmöglichen thermischen Kontakt zu erreichen. Dabei muss darauf geachtet werden, dass die thermischen Ausdehnungskoeffizienten $\alpha = (1/L)\mathrm{d}L/\mathrm{d}T$ von Kupfer $\alpha_{\mathrm{Cu}} = 16{,}7 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{K}^{-1}$ und Saphir $\alpha_{\mathrm{Saphir}} = 5{,}4 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{K}^{-1}$ unterschiedlich sind und sich dadurch bei einer zu starren Befestigung Risse im Chip bilden [Eki06].

[64]Das mechanische Design des Kaltkopfs wurde von Florian Jessen entwickelt.

In Abbildung 4.6 rechts zu erkennen sind auch zwei zusätzliche supraleitende Drähte, die unter dem Chip parallel zueinander und zur Chipoberfläche verlaufen. Diese confinement wires dienen dazu, die Magnetfalle entlang des Z zu bewegen, außerdem kann der Falleneinschluss (bzw. die Fallenfrequenz) senkrecht zu den confinement wires beeinflusst werden.

Es wurden verschiedene Chips mit jeweils unterschiedlichen Längen l bzw. Frequenzen f_0 der Resonatoren hergestellt und charakterisiert, mit dem Ziel, eine Probe mit $f_0 = 6,8347\,\mathrm{GHz}$ zur Verfügung zu haben. Alle Chips wurden auf r-cut Saphir mit einer Dicke $t_s = 330\,\mu\mathrm{m}$ und einer Dicke des aufgesputterten Niobs von $t_c = 500\,\mathrm{nm}$ strukturiert.

Zunächst wurde der Chip bezüglich des kritischen Stroms der Fallenleiter charakterisiert. Dazu wurde der Wert $I = I_c$ ermittelt, bei dem der Leiter normalleitend wurde und Spannung abfällt[65]. In Abbildung 4.7 sind die kritischen Ströme I_c bei verschiedenen Temperaturen T für die vier Fallenleiter dargestellt. Zum Schutz der Leiterbahnen wurde ab einem individuellen Stromwert kein größerer Strom angelegt, um den Chip nicht unnötigerweise zu beschädigen. Für Temperaturen unterhalb der jeweils niedrigsten Temperatur T_{min} ist $I_c(T) \geq I_c(T_{\mathrm{min}})$. Die supraleitende Sprungtemperatur der Struktur wurde in einer $R(T)$-Messung auf $T_c = 9,6\,\mathrm{K}$ bestimmt[66]. Die kritischen Ströme bieten genug Reserven, um bei typischen Arbeitstemperaturen (und angelegten externen Feldern) die benötigten Ströme in den Fallenleitern anzulegen.

Mikrowelleneigenschaften der $\lambda/4$-Resonatoren

Bei der Charakterisierung der Mikrowellen-Eigenschaften des Chips, d. h. der Untersuchung der Resonatorstrukturen, konnte keine klare Resonanzlinie der Resonatoren identifiziert werden. Dies konnte auf ein Designproblem zurückgeführt werden, da der Effekt auf allen zur Verfügung stehenden Chips zu beobachten war. Mittels des in Abbildung 4.5 Mitte gezeigten Probenhalters wurden Messungen durchgeführt, die das bestätigen sollten.

[65] Für den im Experiment hauptsächlich eingesetzten Leiter C beträgt $I_c \approx 1\,\mathrm{A}$, wie in späteren Messungen der Team-Kollegen festgestellt werden konnte.

[66] Der Wert ist im Vergleich zum Literaturwert $T_c(\mathrm{Nb}) = 9,2\,\mathrm{K}$ überhöht, wobei der Hersteller die Genauigkeit der verwendeten Diode im entsprechenden Temperaturbereich auf $0,5\,\mathrm{K}$ angibt. Damit liegt die Sprungtemperatur im erwarteten Bereich.

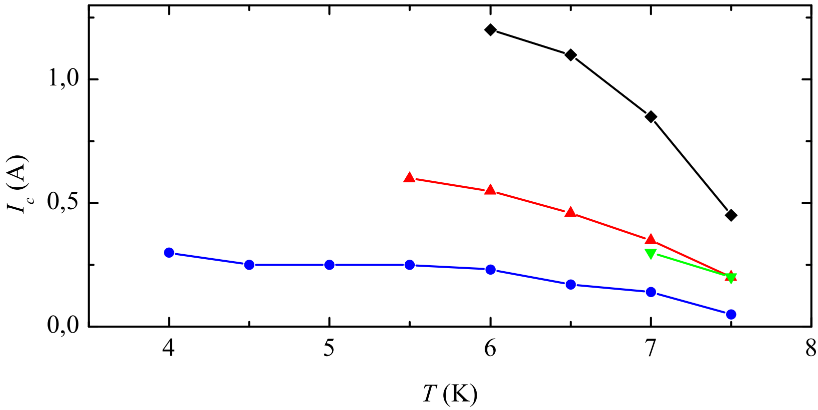


Abbildung 4.7: Kritische Ströme I_c der Fallenleiter A (schwarz), B (rot), C (grün), D (blau).

Durch die Anordnung der sechs Resonatoren an der Feedline sind diese gekoppelt, was für die Messung prinzipiell erwünscht ist. Allerdings stellt diese Kopplung auch einen Kanal für gegenseitige Anregungen dar, so dass die Eigenschaften der Resonatoren gekoppelt sind. Die Fallenleiter bilden durch ihre Anordnung eine slot line, d. h. einen Wellenleiter. Die Resonatoren werden also über die Fallenleiter zusätzlich gekoppelt. Die Fallenleiter selbst bilden durch die Geometrie bedingt verschiedene Resonanzräume in dieser slot line aus, die dann über die Resonatoren gekoppelt werden. Zusätzlich können sich Moden im Substrat ausbilden. Eine Modellierung dieser Gegebenheiten ist insofern schwierig, als der Abschluss an den Kontaktpads nicht analytisch bestimmbar ist und solche großen Geometrien in numerischen Simulationen nur mit extremen Rechenzeiten zu bewältigen sind. Ansätze, eine vereinfachte Geometrie mit Agilent ADS und Sonnet [Agi12, Son12] zu modellieren, wurden daher ebenso verworfen, da dies zwar die notwendigen Ressourcen verringert, jedoch kaum zu einem Einblick in die realen Effekte führt und trotzdem einen beträchtlichen Aufwand zur Modellierung bedeutet.

Der bereits angesprochene experimentelle Ansatz bestand darin, die Einflüsse einzelner Chipstrukturen systematisch zu untersuchen. Dazu wurden verschiedene Chips mittels des Netzwerkanalysators bei $T =$

4,2 K vermessen. Die Messungen wurden für verschiedene Frequenzbereiche durchgeführt, wobei für jeden Messbereich eine eigene Kalibrierung des Netzwerkanalysators durchgeführt wurde, um unerwünschte Interpolations-Artefakte zu vermeiden [Agi11]. Danach wurde mit einem Skalpell der Resonator Nummer 1 (siehe Abbildung 4.6 links) bestmöglich vom Substrat gekratzt bzw. zumindest zwischen Groundplane und Innenleiter kurzgeschlossen[67]. In beiden Fällen sollte idealerweise eine Resonanzlinie aus dem Spektrum entfernt (bzw. zu extrem hohen Frequenzen verschoben) sein. Nun wurde die Messung wiederholt, danach wurden die restlichen Resonatoren 2 bis 6 entfernt und jeweils das neue Spektrum aufgenommen. In Abbildung 4.8 und 4.9 sind beispielhaft Spektren dargestellt. Dargestellt ist der Frequenzbereich von $f = 0\ldots10\,\mathrm{GHz}$, die Messungen wurden bis 40 GHz und auch in kleineren Frequenzbereichen durchgeführt, um auch Einflüsse auf die Harmonischen $f = n \cdot f_0$ bei hoher Messgenauigkeit zu untersuchen.

In allen Messungen ist zu erkennen, dass die Grundform des Spektrums erhalten bleibt, d. h. die Transmissionseigenschaften bezüglich S_{21} werden nicht drastisch beeinflusst. Dies ist zu erwarten, da die Feedline beim Entfernen der Resonatoren ja nicht beschädigt oder unterbrochen wird. Entsprechendes gilt für S_{12}. Beide Transmissionskurven sind durch die Kalibration auf die 0 dB-Linie ausgerichtet, die zusätzliche Dämpfung der Zuleitungen konnte also erfolgreich eliminiert werden. Die Reflexion S_{11} bzw. S_{22} weist ein ähnliches Verhalten auf und wird in ihrer Grundform ebenso nicht durch das Entfernen der Resonatoren beeinflusst.

Prinzipiell kann zur Interpretation eines Spektrums versucht werden, die Frequenzen der Peaks in entsprechende Längen umzurechnen und diese mit geometrischen Abmessungen der Struktur zu vergleichen. Dabei sind diejenigen Strukturen zu betrachten, die sich durch Impedanzsprünge an ihren Enden auszeichnen, und es müssen herstellungsbedingte Längentoleranzen berücksichtigt werden. In Abbildung 4.8 oben ist beispielsweise deutlich zu erkennen, dass einige ausgeprägte Resonanz-Peaks nach dem Entfernen von Resonator 1 nicht mehr im Spektrum auftauchen. Insbesondere der Peak bei $f_a = 7{,}26\,\mathrm{GHz}$ verschwindet, der nahe an der designten Resonanzfrequenz des Chips liegt und einer Länge von $l_a = 1{,}76\,\mathrm{cm}$ entspricht. Die beiden Peaks bei $f_b = 4{,}30\,\mathrm{GHz}$ und

[67] Dies ist der Resonator mit der kleinsten Länge l bzw. der höchsten Resonanzfrequenz f_0.

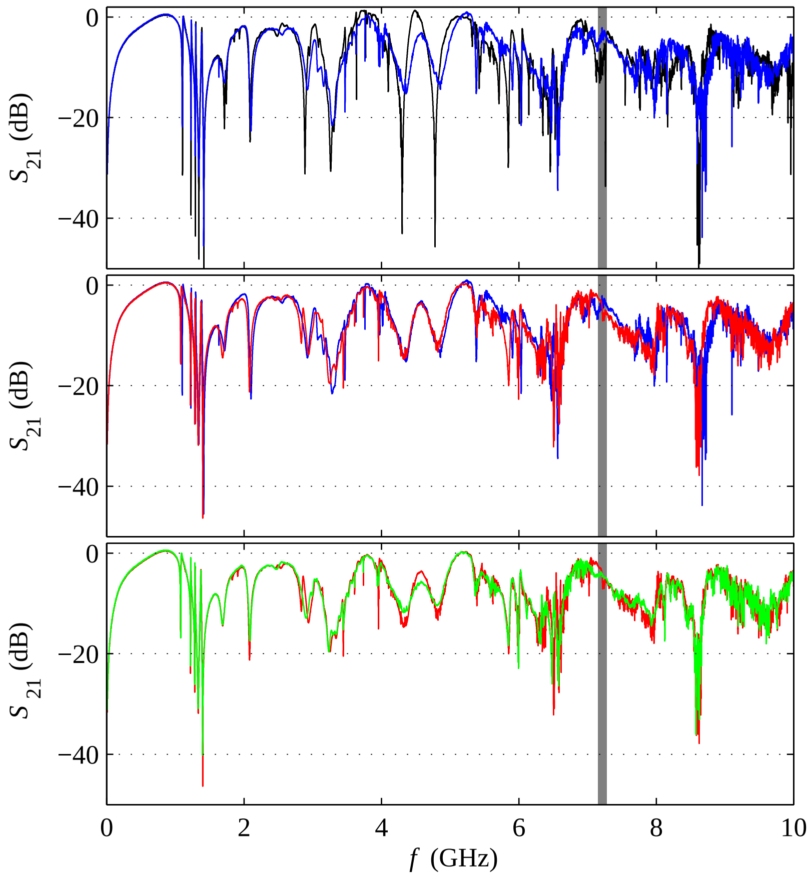


Abbildung 4.8: Gemessene Transmissions-Spektren, $\lambda/4$-Resonator-Chip Nummer 8. Oben: Original-Spektrum in schwarz und nach Entfernen von Resonator 1 in blau. Mitte: Spektrum nach Entfernen von Resonator 1 in blau und nach zusätzlichem Entfernen von Resonator 2 in rot. Unten: Spektrum nach Entfernen von Resonator 1 und 2 in rot sowie nach zusätzlichem Entfernen von Resonator 3 in grün. Grau hinterlegt: Frequenzbereich der Design-Resonanzfrequenzen nach (4.26).

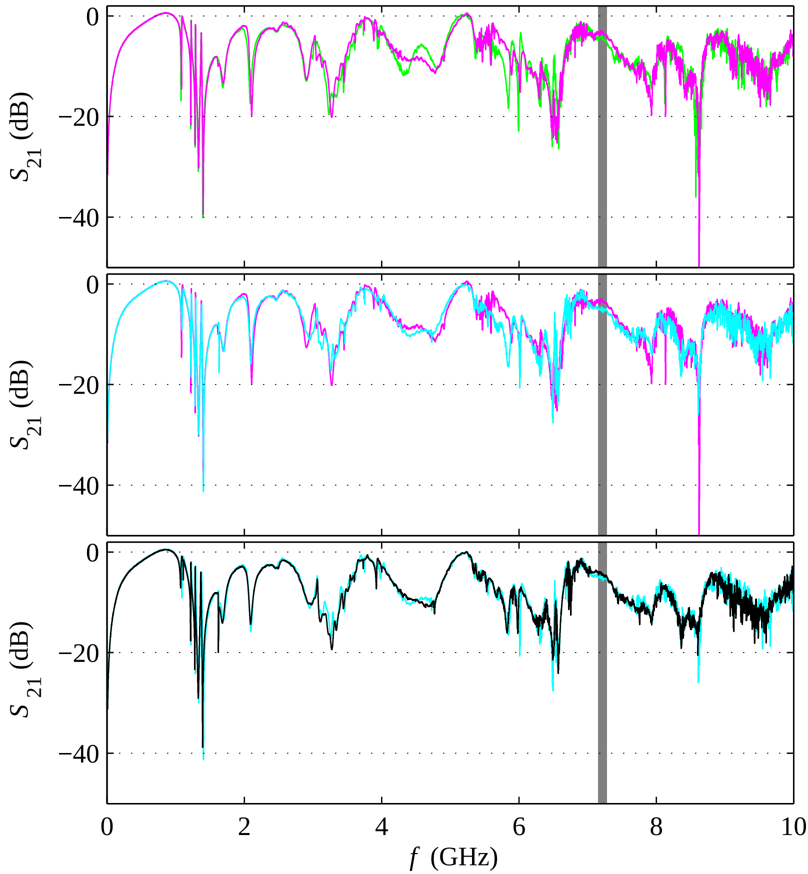


Abbildung 4.9: Gemessene Transmissions-Spektren, $\lambda/4$-Resonator-Chip Nummer 8. Oben: Spektrum nach Entfernen von Resonator 1 bis 3 in grün und nach zusätzlichem Entfernen von Resonator 4 in magenta. Mitte: Spektrum nach Entfernen von Resonator 1 bis 4 in magenta und nach zusätzlichem Entfernen von Resonator 5 in cyan. Unten: Spektrum nach Entfernen von Resonator 1 bis 5 in cyan sowie nach zusätzlichem Entfernen von Resonator 6 in schwarz. Grau hinterlegt: Frequenzbereich der Design-Resonanzfrequenzen nach (4.26).

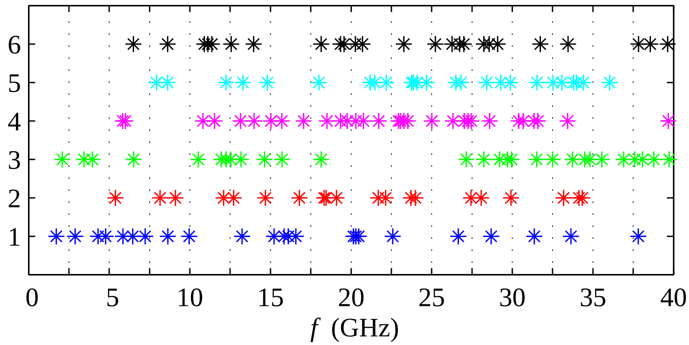


Abbildung 4.10: Übersicht: Peaks im Spektrum, die bei Entfernen des jeweiligen Resonators verschwinden. Die Messung bzw. Nummer des entfernten Resonators ist auf der vertikalen Achse aufgetragen.

$f_c = 4{,}78\,\text{GHz}$ entsprechen Längen von $l_b = 2{,}96\,\text{cm}$ und $l_c = 2{,}67\,\text{cm}$. Die Gesamtlänge der Feedline im Design entspricht etwa 3,5 cm, wobei der untere horizontale Arm etwa 1,5 cm und der obere Arm etwa 2,5 cm lang ist. Die Feedlines auf dem Probenhalter sind ebenso mögliche Quellen, da diese nicht durch die Kalibration des Netzwerkanalysators aus der Messung entfernt werden können. Ihre Länge beträgt etwa 2,3 cm bzw. 1,0 cm. Die Feedlines sollten jedoch (idealerweise) eine konstante Impedanz aufweisen, so dass der o. g. Versuch einer Zuordnung keine Erklärung für diesen Peak darstellt.

In der Messung verschwinden verschiedene Peaks, sind jedoch teilweise in späteren Messungen wieder sichtbar. Um einen besseren Überblick zu gewinnen, wurden stark ausgeprägte Peaks gesucht, die nach dem Entfernen eines Resonators nicht mehr sichtbar sind. In Abbildung 4.10 sind die entsprechenden Frequenzen im Frequenzbereich $f = 0 \ldots 40\,\text{GHz}$ dargestellt.

Es lässt sich keine direkte Zuordnung einzelner Resonator-Strukturen zu einzelnen Peaks im Spektrum finden. Im großen Frequenzbereich von Abbildung 4.10 sollten auch Harmonische der Peaks messbar sein, dies lässt sich jedoch nicht bestätigen. Allen Messungen an den untersuchten Chips ist gemein, dass das Entfernen des ersten Resonators eine deutliche Veränderung im Spektrum bewirkt. Bei den hier gezeigten Mes-

sungen an Chip Nummer 8 ist außerdem zu erkennen, dass die Peak-Struktur um 8,6 GHz langsam schwächer ausgeprägt wird und schließlich nach Entfernen aller Resonatoren nahezu verschwindet. Mit dem Entfernen aller Resonatoren wird das Spektrum deutlich glatter als im ursprünglichen Design. Bei Messungen über T_c sollten die Resonatoren nicht zu sehen sein, während sie bei Temperaturen $T < T_c$ erkennbar sein müssten. Dieser Effekt ist in den vorliegenden Proben nicht zu sehen.

Zusammenfassend konnte an dieser Struktur keine Resonanz im Spektrum beobachtet werden, die auf die Resonatorstruktur zurückzuführen ist. Eine Analyse über numerische Simulationen sowie durch destruktive Messungen an den Chips konnte die Resonanz-Peaks nicht erkennbar machen. Dies wird durch das komplexe Chipdesign verursacht, durch das sich verschiedenste Kopplungen mit weiteren Moden ergeben. Das $\lambda/4$-Design wurde daher nicht weiter verfolgt. In zukünftigen Designs sollen $\lambda/2$-Resonatoren zum Einsatz kommen, da diese wesentlich einfachere Transmissionseigenschaften aufweisen und dazu bereits verschiedenste Arbeiten an bestehenden Strukturen durchgeführt wurden [Wün05, HWR+07, MvdPO+10, BGK+11, BGK+12, BCK+12b, BCK+12a]. Die weitere Entwicklung dieser Designs wird in Abschnitt 4.1.4 dargestellt.

Messungen im 4 K-Setup

Nachdem das Spektrum der $\lambda/4$-Chips nicht sinnvoll zu interpretieren war, wurde für den Einbau im 4 K-Setup ein Chip mit Resonatoren ausgewählt, deren Resonanzfrequenzen stark gegenüber dem atomaren Übergang verstimmt sind. Dieser wurde lediglich mit den dc-Stromzuführungen für die Fallenleiter kontaktiert und eingebaut.

Dort wurden verschiedene Charakterisierungs-Messungen durchgeführt und der Ladeprozess der Atome in die Mikrofalle wurde optimiert. Die quantenoptischen Messungen und Auswertungen wurden von den Team-Kollegen durchgeführt. Näheres ist den entsprechenden Arbeiten und Veröffentlichungen zu entnehmen [Hat13, BHB+13].

In diesen Messungen konnte eine Lebensdauer der thermischen Atomwolke von $\tau > 200\,\mathrm{s}$ und eine Atomanzahl im BEC von $N_{\mathrm{BEC}} \approx 10^6$ über dem Chip erreicht werden. Damit steht eine extrem große Wolke mit sehr langer Lebensdauer für die Messungen zur Verfügung.

Zur Interpretation der Ergebnisse ist es wichtig zu verstehen, wie die

Atomwolke an die Referenzposition auf dem Chip geführt wird, von der aus die eigentliche Messroutine beginnt. Nach der Präparation der Wolke und dem Laden auf den Chip wie in Abschnitt 3.2 beschrieben wird eine Referenz-Fallenposition angesteuert. Diese Referenz-Falle dient als Ausgangspunkt für die weiteren Messroutinen und kann ebenso als Kalibrier-Punkt für die Position auf der Chipoberfläche genutzt werden. Die Position auf dem Chip kann durch transversale und longitudinale Absorptions-Abbildungen in zwei Achsen bestimmt werden [SAH$^+$11]. Diese Positionsbestimmung beruht darauf, dass der Abstand von der Chipoberfläche h (d. h. entlang der z-Achse des Chips) über zwei Absorptionsbilder bestimmt wird. Das eine Bild entsteht direkt durch die Atomwolke, das andere (Spiegel-)Bild entsteht durch die Reflexion an der Chipoberfläche. Der Abstand zwischen beiden Bildern d entspricht dem doppelten Abstand von der Chipoberfläche $d = 2h$. Prinzipbedingt sind dadurch besonders geringe Abstände von der Chipoberfläche nicht mehr aufzulösen, da dann die beiden Absorptionsbilder nicht mehr klar getrennt werden können. Die Grenze für diese Trennung liegt in den Messungen bei $h \lesssim 15\,\mu\text{m}$. Die horizontalen Koordinaten sind aufgrund der horizontalen Position in den beiden Bildern direkt abzulesen.

Abbildung 4.11 zeigt eine Detaildarstellung des Resonators an der Z-Falle, dort sind auch die in dieser Arbeit verwendeten Achsen definiert[68]. Der Koordinatenursprung liegt auf der Leiteroberfläche im Zentrum des supraleitenden Rings. Gut zu erkennen sind die Fallenleiter A bis D und das Ende des $\lambda/4$-Resonators mit dem Kurzschluss zwischen Innenleiter und Groundplane. Nachdem mit Hilfe der Fallenleiter die Atomwolke in die on-chip-Falle geladen wurde, wird sie in die Referenzposition über dem Resonator gebracht. Dazu wird in Leiter C ein Strom $I_C = I_{\text{Nb}}$ (von oben links) eingespeist[69]. Dann wird ein Bias-Feld B_x angelegt, um die Falle zu bilden. Durch Anlegen eines weiteren Bias-Felds B_z kann die Fallenposition um den Leiter C „gedreht“ werden: würde man lediglich B_z anlegen, so würde sich die Falle genau in der Chipoberfläche bilden.

[68] Aus historischen Gründen wird im Laborbetrieb oft eine Achsenkonvention verwendet, in der x- und y-Koordinate vertauscht sind (die z-Koordinate bleibt unverändert). Dies wird in dieser Arbeit – falls nötig – z. B. als $B_x = B_{y,\text{lab}}$ angedeutet.

[69] Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass die Situation prinzipiell symmetrisch ist, d. h. die Kombination aus Biasfeld und Leiterstrom kann invertiert werden. Dies gilt jedoch nur für einfache Geometrien und z. B. nicht in Fällen, in denen die Magnetfeld-Historie des Chips relevant ist.

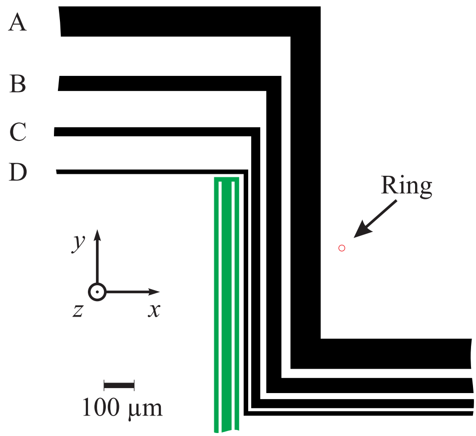


Abbildung 4.11: Detaildarstellung des $\lambda/4$-Resonators an der Z-Falle (siehe Abbildung 4.6 links). Grün ist der Resonator dargestellt, schwarz die Fallenleiter, in rot ist der supraleitende Ring dargestellt (siehe Abschnitt 4.2).

Durch Überlagerung von B_x und B_z kann die Fallenposition also variiert werden. Zusätzlich wird ein Offset-Feld B_y angelegt, mit dem u.a. die Fallenfrequenz beeinflusst werden kann.

Numerische Potentialberechnungen und Resonator-Falle

Die Potentialform der Falle kann in einem mehrstufigen Prozess aus theoretischen Rechnungen gewonnen werden. Zunächst muss die Geometrie der Fallenleiter bekannt sein, dies ist durch das Chiplayout gegeben. Als nächstes wird mit einem geeigneten Programm das Magnetfeldprofil $\vec{B}_s$ über dem Chip berechnet, das sich aus den Strömen im Leiter ergibt. Dies wird mit den externen Feldern $\vec{B}_e$ überlagert, um das Gesamt-Magnetfeldprofil $\vec{B}$ und dessen Betrag $|\vec{B}| = B$ zu erhalten. Diese Überlagerung sowie die folgenden Schritte werden in Matlab [Mat12] durchge-

führt:

$$B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2} = \sqrt{(B_{x,s} + B_{x,e})^2 + (B_{y,s} + B_{y,e})^2 + (B_{z,s} + B_{z,e})^2}. \tag{4.32}$$

Um das Magnetfeldprofil über einem supraleitenden Chip zu berechnen, muss die Stromverteilung in den Leiterbahnen entsprechend modifiziert werden, um die Effekte der Supraleitung zu berücksichtigen – ein rein normalleitender Ansatz genügt nicht. Außerdem müssen Effekte durch die Fluxoidquantisierung berücksichtigt werden. Für diesen Zweck wurde in früheren Arbeiten ein Werkzeug entwickelt, das diese Stromverteilung in Leitergeometrien berücksichtigt [Can08, CKH+08b, CKH+08a]. Die Geometrie kann dabei aber nur zweidimensional abgebildet werden, d. h. es wird ein Leiter mit einer Breite und einer Dicke jedoch mit unendlicher Länge angenommen. Um Fluss in (ausgedehnten) geschlossenen Leiterbahnen zu berücksichtigen, müssen die entsprechenden Ströme manuell implementiert werden.

In dieser Arbeit kommt das Programmpaket 3D-MLSI zum Einsatz [Kha96, Kha97, Kha01, KKSMK01, KKGS03], das die Modellierung von supraleitenden 3D-Geometrien ermöglicht. Dem Programm wird die Geometrie in Form planarer Schichten endlicher Dicke vorgegeben, außerdem werden Strompfade definiert. Zusätzlich kann die Anzahl n an Flussquanten Φ_0 in Löchern angegeben werden. Löcher sind geschlossene Flächen beliebiger Form innerhalb eines Leiters, die nicht vom Leitermaterial ausgefüllt sind. Die London-Eindringtiefe λ_L kann vorgegeben werden und ist in dieser Arbeit als $\lambda_L = 120\,\mathrm{nm}$ angenommen. Für die Diskretisierung der Geometrie kann eine Auflösung vorgegeben werden. Die London-Eindringtiefe und diese Auflösung können für jeden Leiter einzeln vorgegeben werden. Ein externes Feld B_z kann ebenfalls vorgegeben werden, um seinen Einfluss korrekt abzubilden. Die Felder B_x und B_y erfahren für dünne Schichtdicken ($d \lesssim \lambda_L$) nur einen vernachlässigbaren Effekt durch die supraleitenden Eigenschaften und werden daher nachträglich addiert.

Das Programm löst mit diesen Parametern die London-Gleichungen (siehe Abschnitt 2.1) und berechnet die Strompfade in der Struktur[70]. Da-

[70] Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass durch die Beschränkung auf die London-Gleichungen ein in der Realität limitierender kritischer Strom I_c der Probe durch diese Methode vernachlässigt wird. Auf diesen Einfluss wird in der Folge noch weiter eingegangen.

bei wird die Stream Function verwendet, die auch direkt an den Rändern einer Geometrie wohldefiniert ist [Bra05]. Für die Geometrie werden dann die Induktivitäten berechnet.

Der Vorteil dieses Programmpakets besteht darin, dass auch Effekte der Fluxoidquantisierung analysiert werden können. Zudem sind Analysen an realen Geometrien möglich, sofern genügend Rechenleistung und Speicher zur Verfügung steht.

Nach der Eingabe der Parameter berechnet das Programm zunächst die Induktivitäten der Leiterstrukturen und die Stream Functions, die die Strompfade beschreiben. Aus diesem Ergebnis lassen sich Magnetfeldprofile extrahieren, wobei diese senkrecht oder parallel zur Chipoberfläche stehen können. Diese Magnetfeldprofile lassen sich dann weiter verarbeiten.

In der Simulation wird – um die Rechenzeit zu reduzieren – der Einfluss des extern angelegten Felds B_z und der Einfluss des Fallenstroms I_{Nb} (sowie ggf. der Einfluss von I_{conf}) getrennt berechnet. Die resultierenden Magnetfeldprofile können dann linear überlagert und skaliert werden, um Magnetfeldprofile für beliebige Kombinationen aus B_z, I_{Nb} und I_{conf} zu erhalten[71]. Für die Bestimmung der Fallenfrequenz f_y muss dann noch eine separate Simulation z. B. in der y–z-Ebene am Ort der Falle durchgeführt werden, die anderen Fallenfrequenzen f_x und f_z können direkt aus dieser Darstellung extrahiert werden[72].

Um das Fallenpotential realistisch zu bestimmen, muss noch der Einfluss der Gravitationskraft auf die Atomwolke berücksichtigt werden. Da der Chip im Setup kopfüber montiert ist, führt diese zu einer Vergrößerung des Abstands h von der Oberfläche. Ihr Einfluss wird durch Umrechnung des Magnetfeldprofils in ein magnetisches Potential $U_B = 1/2 \cdot \mu_B B$ (siehe Gleichung (2.10)) und Addition des Gravitationspotentials $U_g(z) = -mgz$ mit der Masse der Rubidium-Atome[73] $m = m_{\mathrm{Rb}}$ und $g = 9{,}81\,\mathrm{m/s^2}$ berücksichtigt:

$$U(x,y,z) = U_B(x,y,z) + U_g(z) = \frac{1}{2}\mu_B B - m_{\mathrm{Rb}} g h. \qquad (4.33)$$

[71] Für die dreidimensionale Darstellung ist es günstiger im Bezug auf die Rechenzeit, die entsprechenden Parameter in einer einzigen Simulation zu berechnen und die Felder danach zu exportieren.

[72] In dieser Arbeit wird die Fallenfrequenz i. A. für $m_F = 1$ angegeben.

[73] $m_{\mathrm{Rb}} = 1{,}443160648(72) \cdot 10^{-25}\,\mathrm{kg}$ [Ste10].

In diesem Fallenpotential kann nun z. B. das Minimum gesucht werden, das die Fallenposition beschreibt. Weiterhin kann die Fallenfrequenz $\omega_{x,y,z} = 2\pi f_{x,y,z}$ entlang der drei Achsen bestimmt werden[74]. Dazu wird an einer Linie entlang der gewünschten Achse ein Schnitt durch das Minimum betrachtet und eine Parabel angefittet. Über den Ansatz eines harmonischen Oszillators erhält man z. B. für die Fallenfrequenz ω_x durch Ableiten der Gleichung

$$\frac{1}{2} m_{\mathrm{Rb}} \omega_x^2 x^2 = \frac{1}{2} \mu_B B_x \tag{4.34}$$

den Ausdruck

$$\omega_x = \sqrt{\frac{\mu_B}{2 m_{\mathrm{Rb}}} \frac{\partial^2}{\partial x^2} B_x}. \tag{4.35}$$

In Abbildung 4.12 ist das Fallenpotential über dem Resonator dargestellt, diese Fallenposition wird in der Folge als „Resonator-Falle“ oder auch „Hybrid-Falle“ bezeichnet. Die Simulationen wurden dabei mit den exakten Werten aus dem Experiment durchgeführt. Die Fallenfrequenzen[75] betragen damit $f_x = 250\,\mathrm{Hz}$, $f_y = 22\,\mathrm{Hz}$ und $f_z = 229\,\mathrm{Hz}$ bei einer Höhe über dem Chip $h = 25\,\mu\mathrm{m}$. Die von den Team-Kollegen aus der Messung bestimmte Fallenfrequenz[76] beträgt $f_x = 451(5)\,\mathrm{Hz}$, $f_y = 16,9(2)\,\mathrm{Hz}$ und $f_z = 390(8)\,\mathrm{Hz}$ bei einer Höhe $h = 14\,\mu\mathrm{m}$ (siehe auch Tabelle 4.1 und [BHB+13, Hat13]).

Diese Abweichung ist vergleichsweise groß. In der Simulation können jedoch einige Effekte nicht berücksichtigt werden, die zu einer Abweichung führen können. So beeinflussen z. B. die Abklingströme im Probenhalter oder den supraleitenden Strukturen selbst die Magnetfelder bei schnellen Schaltvorgängen. Die verwendeten Algorithmen werten außerdem die London-Theorie aus und vernachlässigen daher I_c. Damit di-

[74] Um alle drei Achsen abbilden zu können, sind zwei Magnetfeldschnitte nötig, z. B. x–z und y–z.

[75] Zum Erreichen dieser Fallenfrequenzen muss zusätzlich zu den externen Feldern auch ein Strom I_{conf} durch die confinement wires fließen.

[76] Zur Bestimmung der Fallenfrequenz in der Messung wird das Potential adiabatisch verschoben und dann plötzlich auf den Ursprungsort zurück versetzt. Die Atomwolke beginnt dadurch im Potential zu schwingen. Durch eine Time-Of-Flight-Messung (d. h. das Abschalten des Potentials und Messung der Atomposition nach einer Freiflugzeit) kann dann die Fallenfrequenz bestimmt werden.

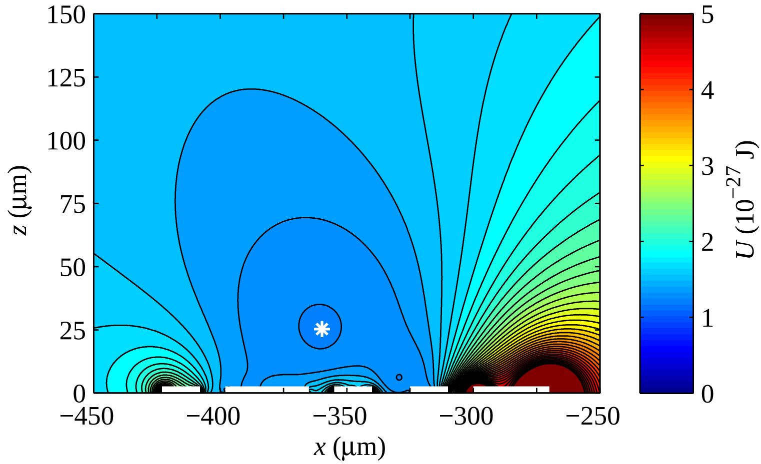


Abbildung 4.12: Fallenpotential $U = U(x, y = -306\,\mu\text{m}, z)$ der Resonator-Falle auf dem $\lambda/4$-Chip. Der Chip wurde als zero-field-cooled angenommen. Das Bild zeigt einen Schnitt bei $y = -306\,\mu\text{m}$. Im Bild schematisch eingezeichnet ist die Lage der supraleitenden Flächen des Resonators und der Fallenleiter. Von links nach rechts sind dies groundplane, Innenleiter, groundplane, Leiter D, Leiter C. Die Markierung liegt im Potentialminimum von U und gibt damit die Fallenposition an. Die Isolinien haben einen Abstand von 10^{-28} J.

vergiert das Stromprofil am Rand des Leiters, anstatt entsprechend der Ginzburg-Landau-Theorie zu sättigen (siehe Abschnitt 2.1).

Eine Möglichkeit, dies zu korrigieren besteht darin, in numerischen und analytischen Berechnungen eine Abschneidelänge einzuführen, innerhalb derer der Strom als konstant angenommen wird. Diese Länge wird typischerweise als identisch zu λ_L angenommen, der reale Wert lässt sich jedoch nur innerhalb der Ginzburg-Landau-Theorie bestimmen.

Eine Kalibrierung der Daten lässt sich dadurch vornehmen, dass eine bekannte Fallengeometrie im Experiment untersucht wird. Die berechnete Frequenz kann dann auf die daraus gewonnene Frequenz abgestimmt

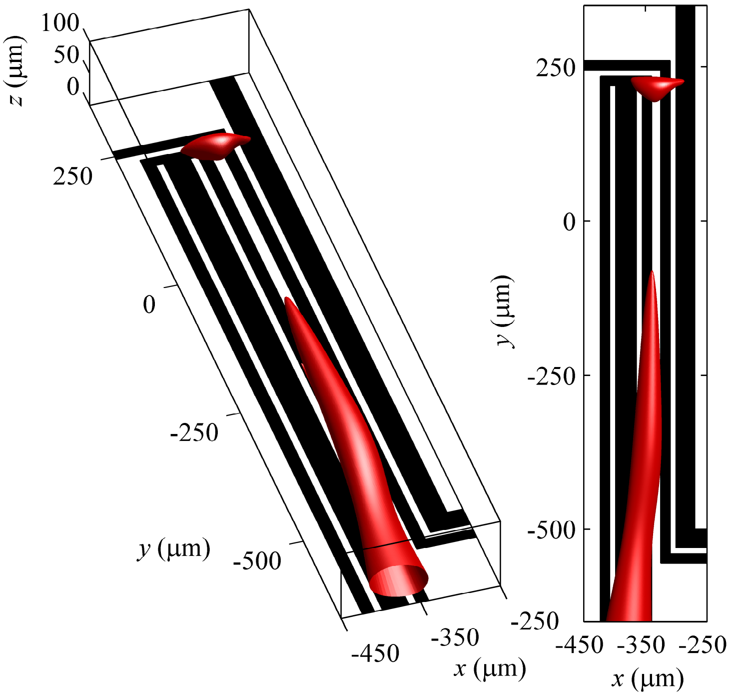


Abbildung 4.13: Isofläche des Magnetfeldbetrags über dem Resonator. Deutlich zu erkennen ist die anharmonische Form.

werden.

Eine genauere Analyse des Fallenpotentials zeigt, dass das Potential nicht vollständig der harmonischen Näherung entspricht, was eine weitere Erklärung für die Abweichung von der gemessenen Fallenfrequenz darstellt. Wäre das Potential harmonisch, so würde die Falle eine Zigarrenform annehmen. Abbildung 4.13 zeigt eine dreidimensionale Fallenform, wie sie aus der Simulation gewonnen wurde[77]. Dargestellt ist eine Isofläche des Magnetfeldbetrags $B = 2{,}95\,\mathrm{G}$. Durch die anharmoni-

[77] Es handelt sich bei den 3D-Darstellungen in dieser Arbeit um das reine Magnetfeldprofil ohne Einfluss der Gravitation, diese stellt aber eine vergleichsweise kleine lineare Korrektur dar.

sche Form des Potentials ergibt sich ebenfalls ein Unterschied zwischen Messwert und berechneter Fallenfrequenz. Deutlich zu erkennen ist der „Bauch“ bei $y \approx -300\,\mu\text{m}$, wo auch das Fallenminimum liegt. Die Falle füllt sich abhängig von der Potentialform mit Atomen der entsprechenden Energie.

Solche Darstellungen können gewonnen werden, indem eine große Anzahl an parallelen Schichten übereinander gelegt wird. In Matlab kann dann – nach der beschriebenen Verarbeitung und Überlagerung der externen Felder – die Isofläche bestimmt werden. Die Bestimmung solcher Flächen ist hauptsächlich durch Rechenzeit und Speicher des Computers beschränkt.

Die numerischen Simulationen bieten damit eine gute Möglichkeit, die Fallenform zu visualisieren und damit eine Eigenschaft sichtbar zu machen, die im Experiment nicht zugänglich ist. Auch kann die Position der Atomwolke sehr gut bestimmt werden, was z. B. zum Design eines Ladeprozesses der Atomwolke auf einen Chip eingesetzt werden kann. Bei der Berechnung von Fallenfrequenzen muss die reale Form der Atomfalle berücksichtigt werden.

Ramsey-Interferometrie

Ausgehend von den verschiedenen Vorarbeiten zur Charakterisierung des Chips konnten die Team-Kollegen Messungen der Kohärenzeigenschaften der kalten Atome mittels Ramsey-Interferometrie durchführen [BHB+13, Hat13].

An dieser Stelle sollen nur einige Kernpunkte erwähnt werden. Details zu den Messungen sind in den jeweiligen Arbeiten [Hat13, Wei14] und der entsprechenden Veröffentlichung [BHB+13] zu finden. Alle quantenoptischen Messungen und Auswertungen im 4 K-Setup wurden von den Team-Kollegen durchgeführt. Weiteres zur Ramsey-Interferometrie ist z. B. in [Ram49, Ram50, Ram90, Ram56, DRML+10, Chu02, THS+04, CSGP91, WHS+01, CSP09, Ber97, HW04] zu finden.

Für die Resonator-Falle ergibt sich das in Abbildung 4.14 gezeigte Bild. Aus dem Ramsey-Experiment kann die „Kohärenz-Zeit“ T_{coh} bestimmt werden. Sie äußert sich als 1/e-Abklingzeit des Kontrasts der Atomzahl im angeregten Zustand $N_{\text{ex}} = N_{\text{at}}(F = 2)$ über der Ramsey-Zeit T_R

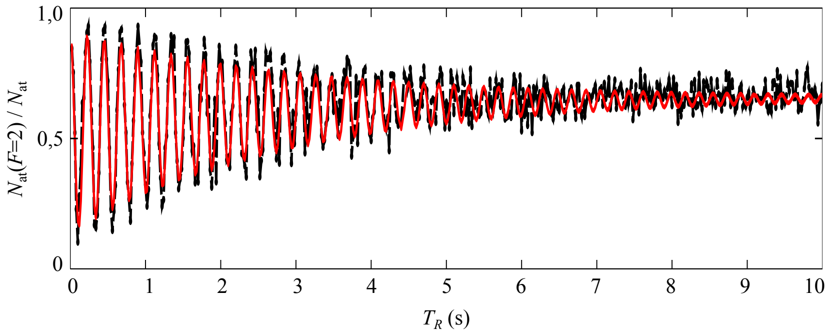


Abbildung 4.14: Auf die Gesamt-Atomzahl normierte Atomzahl (Besetzung) des $F = 2$-Zustands $N_{at}(F = 2)/N_{at}$ über der Ramsey-Zeit T_R. Schwarz sind die Datenpunkte, rot der entsprechende Fit dargestellt (Messung durch die Team-Kollegen, [BHB+13, Hat13]).

und kann aus einem Fit an die Messdaten extrahiert werden[78]. Diese Zeit stellt eine wichtige Größe im Bezug auf spätere Experimente dar, da sie angibt, wie lange ein kohärenter Quantenzustand in der Wolke beobachtet werden kann.

Diese Messungen stellen einen extrem wichtigen Schritt auf dem Weg zu hybriden Quantensystemen dar, da sich die Atomwolke nur mit entsprechend langen Kohärenz-Zeiten als Speicher für einen Quantenzustand eignet. Gleichzeitig muss die Wolke für spätere Anwendungen z. B. im Zusammenhang mit der Konstruktion eines Quantencomputers in das Modenvolumen des Resonators gebracht werden. Die Kohärenz-Zeit muss also auch in der Nähe einer supraleitenden Resonatorstruktur ausreichend lang sein, so dass dieser Größe eine fundamentale Bedeutung zukommt [SAA+10].

In Tabelle 4.1 sind die von den Team-Kollegen experimentell bestimmten Fallenfrequenzen, die Höhe über dem Chip und die Kohärenzzeiten an drei Positionen über dem Chip zusammengefasst, Näheres findet sich in [BHB+13, Hat13].

Neben der sogenannten Resonator-Falle wurde in den Messungen der Team-Kollegen auch eine Position untersucht, die nicht direkt über dem

[78] Die Phasenkohärenz kann aufgrund von Drifts und Magnetfeldrauschen im Aufbau bereits früher verloren gehen.

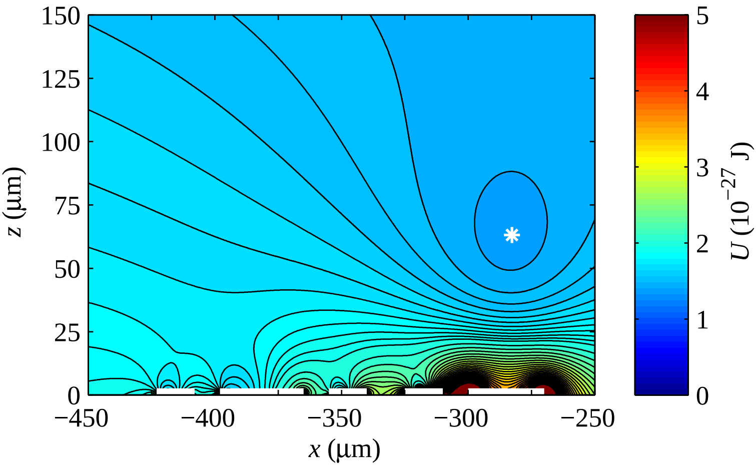


Abbildung 4.15: Fallenpotential $U = U(x, y = 0, z)$ der Referenz-Falle auf dem $\lambda/4$-Chip. Der Chip wurde als zero-field-cooled angenommen.

	Resonator-Falle	Referenz-Falle	Persistent Trap
f_x (Hz)	$451(5)$	$215(5)$	$173,4(6)$
f_y (Hz)	$16,9(2)$	$10,3(2)$	$35(2)$
f_z (Hz)	$390(8)$	$181(2)$	$107(3)$
h_{exp} (µm)	14	60	25
T_{coh} (s)	$3,9(5)$	$20,5(6,0)$	$7,8(1,4)$

Tabelle 4.1: Von den Team-Kollegen experimentell bestimmte Werte der Fallenfrequenz f, der Höhe über dem Chip h_{exp} und die Kohärenz-Zeit T_{coh} aus den Messungen zur Ramsey-Interferometrie [BHB+13, Hat13].

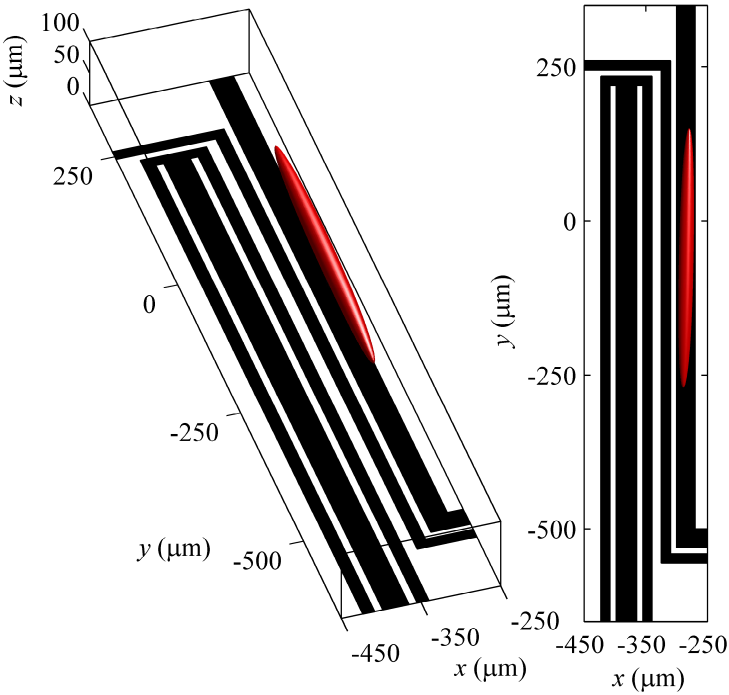


Abbildung 4.16: Isofläche des Magnetfeldbetrags $B = 3{,}3\,\mathrm{G}$ der Referenz-Falle über dem Resonator.

Resonatorspalt liegt. Abbildung 4.15 zeigt die im Rahmen dieser Arbeit simulierte Form der entsprechenden Falle, die in der Folge als Referenz-Falle bezeichnet wird. Sie befindet sich direkt über Leiter C in einer Höhe $h = 70\,\mu\mathrm{m}$. Die aus der Simulation bestimmte Fallenfrequenz beträgt $f_x = 151\,\mathrm{Hz}$, $f_y = 11\,\mathrm{Hz}$ und $f_z = 109\,\mathrm{Hz}$. Abbildung 4.16 zeigt die Fallenform dreidimensional.

In Tabelle 4.1 ist zu erkennen, dass die Kohärenz-Zeit T_{coh} in der Resonator-Falle nur auf etwa 20 % des Werts in der Referenz-Falle reduziert wird. Gleichzeitig ist der von den Team-Kollegen gemessene Wert trotzdem noch vergleichsweise hoch, so dass die Atomwolke in der Resonator-Falle als sehr guter Quantenspeicher betrachtet werden kann.

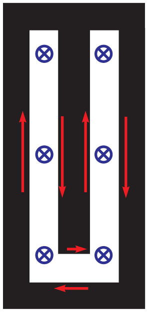


Abbildung 4.17: Schematische Darstellung des $\lambda/4$-Resonators, schwarz sind die supraleitenden Flächen dargestellt, der Resonatorspalt ist weiß dargestellt. Blau ist das über T_c extern angelegte Feld B_f dargestellt, nach dem Abkühlen zu $T < T_c$ werden im Supraleiter Abschirmströme I_s angeregt, im Bild rot dargestellt. Diese erzeugen ein entsprechendes Magnetfeld $B = B_f$ am Spalt.

Persistent Trap

Die dritte untersuchte Position über dem Chip ist die Persistent Trap. Diese Falle unterscheidet sich fundamental von den vorangegangenen Fallen. Die bisherigen Fallenpotentiale wurden durch externe Magnetfelder erzeugt, der Einfluss der Abschirmströme im Supraleiter wurde lediglich als Störung dieser Potentiallandschaft berücksichtigt. Die Magnetfelder, die durch diese Abschirmströme erzeugt werden, dominieren aber bei kleinen Distanzen zum Supraleiter das Magnetfeldprofil und bestimmen damit dort das Fallenpotential.

Die Idee bestand darin, einen Fluss $\Phi_f \neq 0$ im Resonator einzufrieren, d. h. im Gegensatz zu den bisher dargestellten zero-field-cooled Experimenten zu field-cooled Experimenten überzugehen. Dadurch können prinzipiell magnetische Feldverteilungen erzeugt werden, die auch ohne externe Felder erhalten bleiben [MZF+10, MHK+07].

Abbildung 4.17 verdeutlicht die Situation im Resonator. Das Magnetfeld B_f wird in negativer z-Richtung am Chip angelegt, bevor dieser durch T_c abgekühlt wird. Danach wird dieses externe Feld B_f abgeschaltet. Dadurch werden im Supraleiter Abschirmströme I_s induziert, die dafür sorgen, dass am Resonatorspalt weiterhin das Feld $B = B_f$ anliegt

bzw. der Fluss Φ_f im Spalt erhalten bleibt, auch wenn ein zusätzliches externes Feld B_z in positiver Richtung angelegt wird[79].

Auch diese Falle lässt sich in der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulation gut reproduzieren. Dazu wird zunächst in einer ersten Simulation der Fluss im Spalt Φ_f bestimmt. Dieser ist durch die Feldkompression in den Spalt aufgrund des Meißner-Ochsenfeld-Effekts größer, als der rein geometrisch zu erwartende Fluss $\Phi = B_f \cdot A_{\text{Spalt}}$ (siehe auch Abschnitt 4.2, dort ist auch Näheres zum Ablauf der Simulation zu finden).

In einer weiteren Simulation wird nun – wie in den bisherigen Simulationen auch – der so bestimmte Fluss im Spalt Φ_f vorgegeben. Ein extern angelegtes Feld $B_z \neq B_f$ wird angelegt, so dass die Abschirmströme berechnet werden, die zum Erhalt des Flusses Φ_f bei diesem Feld B_z nötig sind. Damit wird die entsprechende Magnetfeldverteilung berechnet, aus der sich das Fallenpotential wie beschrieben ergibt. Abbildung 4.18 zeigt das Fallenprofil.

Die Fallenparameter in der Simulation sind $h = 15\,\mu\text{m}$, $f_x = 145\,\text{Hz}$, $f_y = 25\,\text{Hz}$ und $f_z = 83\,\text{Hz}$. In dieser Simulation muss – anders als in den anderen gezeigten Simulationen – der Wert für B_z leicht gegenüber dem experimentell verwendeten Wert verändert werden, um eine (geschlossene) Falle zu erhalten[80]. Die Abweichung beträgt 10 % und ist damit sehr gering. Erlaubt man eine Abweichung von 20 %, erhält man eine Falle mit verbessertem Einschluss. Die von den Team-Kollegen bestimmte Kohärenz-Zeit T_{coh} ist etwa doppelt so groß wie die Kohärenz-Zeit in der Resonator-Falle und übertrifft diese damit noch einmal (siehe Tabelle 4.1).

An dieser Stelle soll noch einmal betont werden, dass die Falle durch intrinsische Effekte der Supraleitung erzeugt wird. Zum Fangen der Atome wird lediglich ein externes Offset-Feld und ein externes Feld in z-Richtung benötigt, es müssen keine Ströme durch die Fallenleiter berücksichtigt werden[81]. Dies stellt einen großen technologischen Vorteil dar,

[79] Dies gilt unter der Voraussetzung, dass I_c nicht überschritten wird.

[80] Ein Effekt, der in der Simulation nicht berücksichtigt wird, ist das Eindringen von Vortices in die Leiter. Diese können nur indirekt berücksichtigt werden, so dass an dieser Stelle der grundsätzliche Effekt in der Simulation reproduziert werden sollte, was bereits zu sehr guten Ergebnissen führt. Die Vortices beeinflussen im Experiment die Fallenform und bilden außerdem eine zusätzliche Rauschquelle.

[81] Optional kann in den unter dem Chip verlaufenden confinement wires ein Strom I_{conf}

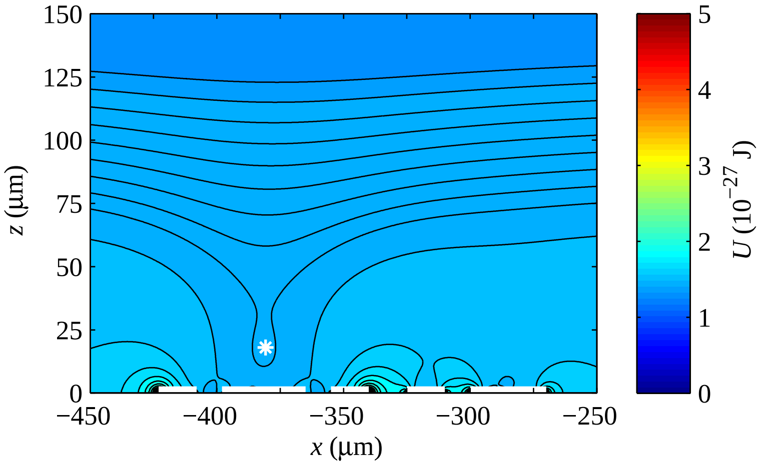


Abbildung 4.18: Fallenpotential $U = U(x, y = -185\,\mu\text{m}, z)$ der Persistent Trap auf dem $\lambda/4$-Chip. Der Chip wurde als field-cooled angenommen.

da damit der Einfluss des Rauschens der Stromquellen vermieden werden kann. Auch in dieser Falle konnten Kohärenz-Zeiten von mehreren Sekunden erreicht werden, so dass – wie in der Resonator-Falle – auch hier die Bedingungen zur Kopplung des Resonators an eine Atomwolke als Quantenspeicher bereits sehr gut erfüllt sind. Damit konnte eine Falle mit guter Kohärenz des Quantenzustands in der Atomwolke untersucht werden, die nah am Resonatorspalt liegt und durch intrinsische Effekte der Supraleitung generiert wird.

Simulierte und experimentell bestimmte Werte

Am Beispiel der drei Fallen soll kurz die Abweichung der simulierten von den durch die Team-Kollegen experimentell bestimmten Werten diskutiert werden. Abbildung 4.19 zeigt die Werte im Vergleich. Man

angelegt werden, um den Einschluss zu verbessern. Dies ist im Experiment wie in der Simulation berücksichtigt, aber nicht prinzipiell notwendig um eine Falle zu erhalten.

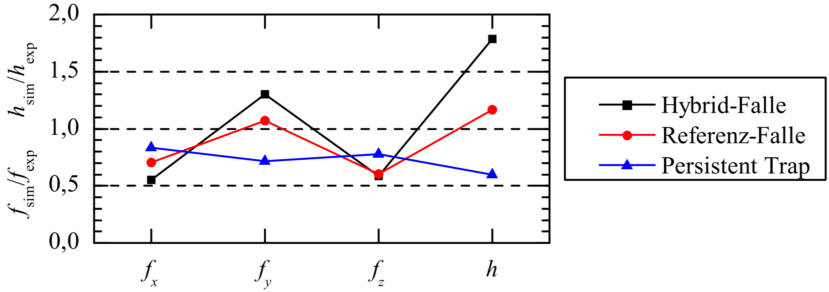


Abbildung 4.19: Vergleich f_{sim}/f_{exp} der simulierten f_{sim} mit den experimentell bestimmten Werten der Fallenfrequenzen f_{exp} entlang der drei Achsen x, y und z sowie h_{sim}/h_{exp} der simulierten Höhe h_{sim} und der experimentell bestimmten Höhe h_{exp} über dem Chip für die drei betrachteten Fallen.

erkennt deutlich, dass die transversalen Frequenzen f_x und f_z in den betrachteten Beispielen in der Simulation zu niedrig bestimmt werden. Dies sind die beiden Komponenten mit relativ hohen Frequenzen. Die longitudinale Frequenz f_y streut stärker. Allerdings sind hier auch die Absolutwerte kleiner, so dass sich bereits geringe Abweichungen stark auswirken. Eine mögliche Begründung für die Abweichungen insbesondere der transversalen Frequenzen kann in nicht berücksichtigten Abklingvorgängen oder zusätzlichen Rauschquellen gesucht werden, die im Experiment das Fallenpotential zusätzlich modifizieren (siehe auch oben).

Zusätzlich spielt eine Rolle, dass in Z-Fallen die Atomfalle aufgrund der Geometrie stets etwas verkippt gegenüber der y-Achse liegt. Die Schnitte in der Simulation werden jedoch entlang der Achsen angelegt und somit auch in diesen Schnitten die Frequenzen bzw. die Positionen bestimmt. Insbesondere bei kleinen Absolutwerten kann diese Abweichung bereits große Unterschiede zu den gemessenen Werten erzeugen. Durch diese Verkippung wird f_y zu hoch bestimmt während f_x und f_z zu niedrig bestimmt werden. Dies entspricht dem Verhalten in Abbildung 4.19.

Im Experiment werden die Abbildungsachsen (mit der realisierbaren Genauigkeit) ebenso auf die Achsen ausgerichtet. Zur Bestimmung der

Fallenfrequenzen wird die Wolke in Schwingungen versetzt. Allerdings ist diese Schwingung nicht vollständig entkoppelt von Schwingungen entlang anderer Achsen, d. h. die Wolke schwingt nicht nur entlang einer einzigen Achse, so dass ein entsprechender Einfluss nicht auszuschließen ist. Dieser wird in der Simulation nicht erfasst.

Insgesamt positiv zu bewerten ist, dass die Frequenzen und auch die Höhe über der Chipoberfläche bis auf einen maximalen Faktor 2 gut reproduziert werden kann. Dabei muss auch berücksichtigt werden, dass die Simulationen ohne freie Parameter durchgeführt wurden[82], d. h. es wurden in der Simulation die im Experiment angelegten Felder und Ströme betrachtet. Durch eine Optimierung der Parameter lässt sich das Ergebnis der Simulation entsprechend verbessern.

Positionierung der Atomwolke über dem Resonator

Ein äußerst wichtiger Punkt bei Experimenten mit Atomwolken an supraleitenden Strukturen ist die Positionierung. Soll die Atomwolke z. B. in das Modenvolumen des Resonators gebracht werden, so setzt dies eine genaue Kenntnis der Position bezüglich des Chips voraus. Im vorliegenden Design ist dieser Spalt beispielsweise 10 µm breit, so dass eine entsprechende Genauigkeit der Positionierung gefordert werden muss.

Gleichzeitig führen die supraleitenden Flächen (und bei schnellen Feldveränderungen z. B. der normalleitende Kupferhalter des Chips) zu Feldverzerrungen, die eine Vorhersage der Fallenposition nichttrivial machen. In anderen Experimenten kann unter Annahme eines ideal dünnen Leiters und des entsprechend orientierten Bias-Felds die Position der Falle vergleichsweise gut und einfach vorhergesagt werden, dies ist über supraleitenden Oberflächen nicht möglich.

Daraus folgt, dass in solchen Experimenten eine Charakterisierung des Aufbaus erfolgen muss, in der für verschiedene angelegte Felder und Ströme die jeweils resultierende Fallenposition bestimmt wird. Ein mögliches Vorgehen besteht darin, für verschiedene Bias-Felder $\vec{B}_{\text{bias}}$ eine Reihe von Fallenströmen I_{Nb} anzulegen und die jeweilige resultierende Fallenposition aufzunehmen. Idealerweise führt dies zu radialen Linien, die

[82] Im Fall der Persistent Trap wurde wie beschrieben eine leichte Modifikation erlaubt, um den grundsätzlichen Effekt deutlich zu machen.

sich im Leiter C treffen. Über einem supraleitenden Chip sind Abweichungen von dieser Form zu erwarten.

Tatsächlich ergibt sich bei solch einer Messung ein deutlich anderes Bild für die Position der Atomwolke über dem Resonator. In der vorliegenden Messung der Team-Kollegen[83] wurde ausgehend von der Position der Referenzfalle das Bias-Feld auf eine gewünschte Richtung gedreht. Dazu wird eine geeignete Überlagerung aus $\vec{B}_{\text{bias}} = \vec{B}_x + \vec{B}_z$ eingestellt, während der Strom I_{Nb} konstant gehalten wird. Nun wird die Position der Atomwolke aufgezeichnet und I_{Nb} reduziert. Dies wird bis zu $I_{\text{Nb}} \approx 0$ durchgeführt, danach wird eine neue Überlagerung $\vec{B}_{\text{bias}}$ eingestellt und die Prozedur wiederholt.

Dieses Verhalten ist auch in numerischen Simulationen sehr gut zu beobachten, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden. Abbildung 4.20 zeigt das simulierte Verhalten über dem Resonator für einen Winkel von $\alpha \approx 30^\circ$ zwischen $\vec{B}_{\text{bias}}$ und der Chip-Oberfläche. Die Fallenposition verhält sich wie erwartet und läuft auf Leiter C zu.

Für einen Winkel von $\alpha \approx 57^\circ$ ergibt sich das in Abbildung 4.21 gezeigte Bild. Die Falle läuft zwar zunächst linear in Richtung von Leiter C, wird jedoch dann abgelenkt und in den Resonatorspalt fokussiert. Betrachtet man das Potential für die gegebenen Stromwerte genauer, so erkennt man ein weiteres Minimum am Resonator, das durch die Abschirmströme des Supraleiters verursacht wird. Die Situation ist analog zu Abbildung 4.17, wobei die Abschirmströme I_s jeweils in umgekehrter Richtung fließen, um das extern angelegte Feld zu verdrängen. Es ergibt sich an der rechten Kante des Resonator-Innenleiters (im Bild der zweite Pfeil von rechts) ein Strom, der in der gleichen Richtung wie I_{Nb} fließt und daher auch analog ein Feldminimum bei angelegtem Bias-Feld $\vec{B}_{\text{bias}}$ erzeugt – das Potentialminimum über dem Innenleiter. Für genügend große Winkel $\alpha > \alpha_c$ spielt dieses Minimum eine entscheidende Rolle für die Positionierung der Atomwolke. Der kritische Wert[84] beträgt $\alpha_c \approx 54^\circ$.

[83] Die Messung und die entsprechende Auswertung wurden von den Team-Kollegen durchgeführt, Näheres ist in [BHB$^+$13, Hat13] zu finden.

[84] In der Messung ergibt sich ein unterschiedliches Verhalten für $\alpha = 51^\circ$ und $\alpha = 57^\circ$, an dieser Stelle wird der Mittelwert angegeben. Damit wird die Messung als maßgeblich für α_c betrachtet.

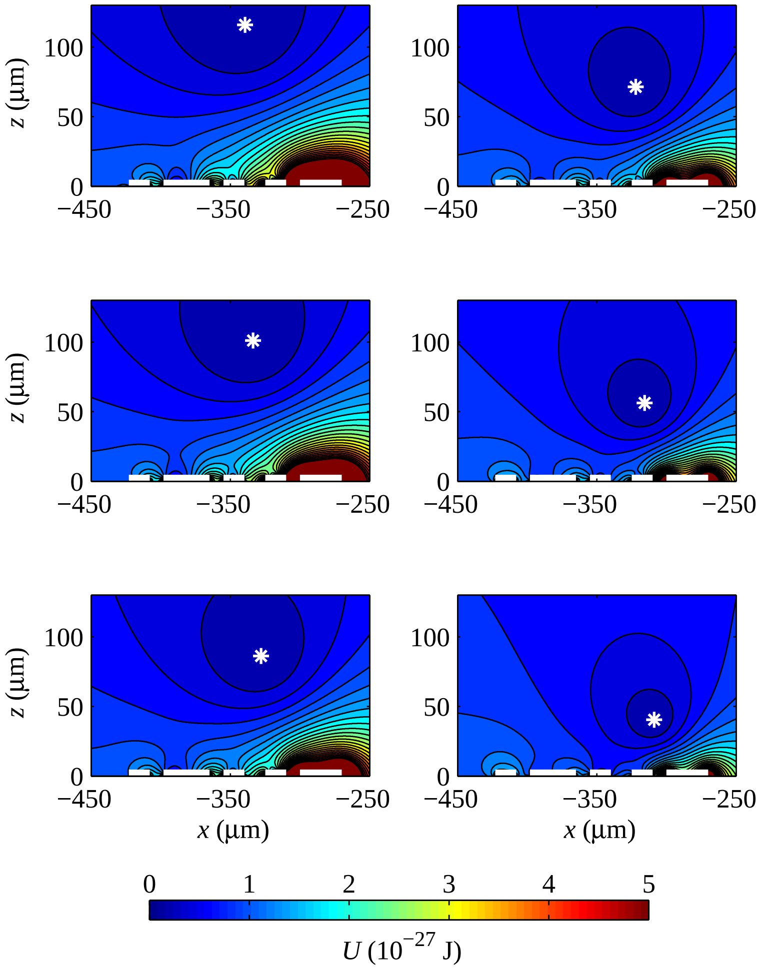


Abbildung 4.20: Fallenposition über dem Resonator für $\alpha \approx 30°$. I_{Nb} wird kontinuierlich verringert (Reihenfolge der Bilder vertikal in zwei Spalten) für $I_{\mathrm{Nb}} = \{160, 140, 120, 100, 80, 60\}$ mA. Die Falle läuft auf Leiter C zu.

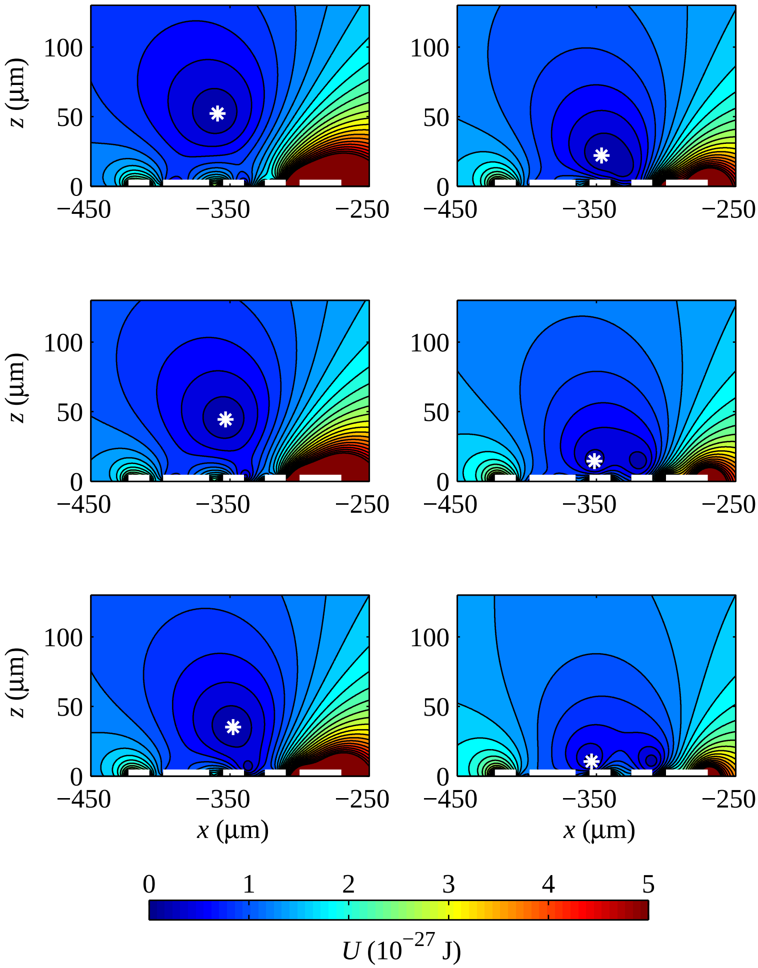


Abbildung 4.21: Fallenposition über dem Resonator für $\alpha \approx 57°$. I_{Nb} wird kontinuierlich verringert (Reihenfolge der Bilder vertikal in zwei Spalten) für $I_{\mathrm{Nb}} = \{160, 140, 120, 100, 80, 60\}$ mA. Die Falle wird in den Resonatorspalt fokussiert.

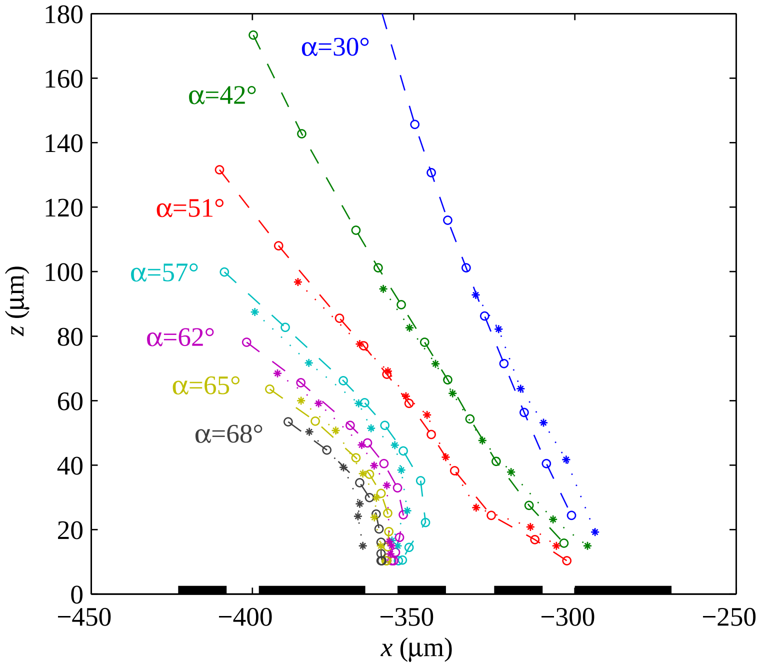


Abbildung 4.22: Fallenposition über dem Resonator für die Bias-Feld-Winkel $\alpha \approx \{30, 42, 51, 57, 62, 65, 68\}^\circ$ (blau, grün, rot, cyan, magenta, beige, schwarz). Dargestellt ist die gemessene Fallenposition in Abhängigkeit des Stroms im Fallenleiter C für $I_{\mathrm{Nb}} = \{300, 250, 200, 180, 160, 14, 120, 100, 80, 60, 40\}$ mA (Sterne) und die entsprechende simulierte Fallenposition (Kreise). Messung und Auswertung der experimentellen Daten durch die Team-Kollegen [BHB+13, Hat13].

In Abbildung 4.22 ist eine Übersichtsdarstellung zu finden. Dort ist das Ergebnis der beschriebenen Messung zusammengefasst und mit dem Ergebnis der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen gemeinsam dargestellt. Im Experiment wurde von den Team-Kollegen für die angegebenen Winkel α jeweils die Fallenposition für verschiedene Werte von I_{Nb} gemessen, wobei die Fallenposition jeweils auf den Re-

sonator hin bewegt wurde, d. h. auch für Messungen bei $I_{\mathrm{Nb}} = 40\,\mathrm{mA}$ wurde die Falle zunächst zu großen Abständen geführt. Die Atomwolke verhält sich also wie in Abbildung 4.20 und 4.21 dargestellt und läuft auf die Chipoberfläche zu, um dann bei einer bestimmten Fallenposition abgebildet zu werden.

Bei den ersten drei Winkeln ergibt sich noch ein Verhalten wie in Abbildung 4.20 (diese stellt den kleinsten Winkel dar). Bereits beim dritten Winkel $\alpha = 51°$ zeigt sich jedoch eine leichte Abweichung für kleine Ströme I_{Nb}, die zu einer unerwartet niedrigen Fallenposition über dem Chip führt. Diese Abweichung ist in Messung und Simulation zu erkennen.

Dies wird durch das Feldminimum über dem rechten Groundplane-Leiter verursacht, das durch die Abschirmströme erzeugt wird. Damit wird das Fallenpotential leicht verschoben und es ergibt sich die Abweichung vom linearen Verhalten.

Für größere Winkel α wird die Fallenposition in den Resonatorspalt fokussiert.

Da die Bestimmung der Höhe über der Chipoberfläche in der Messung der Team-Kollegen wie beschrieben nur bis etwa $h = 15\,\mu\mathrm{m}$ möglich ist, sind die Positionen teilweise bei sehr kleinen Strömen I_{Nb} nicht mehr aufzulösen, die entsprechenden Datenreihen enthalten also nicht alle Stromwerte. Für den kleinsten Winkel sind zudem die beiden größten Stromwerte $I_{\mathrm{Nb}} = 300\,\mathrm{mA}$ und $I_{\mathrm{Nb}} = 250\,\mathrm{mA}$ nicht dargestellt, da die Fallenhöhe bei $h > 180\,\mu\mathrm{m}$ liegt und in dieser Messreihe zudem ein lineares Verhalten zu beobachten ist.

In Abbildung 4.21 ist noch ein weiteres Verhalten zu beobachten, das im Experiment nicht direkt zugänglich ist. Für kleine Ströme $I_{\mathrm{Nb}} < 100\,\mathrm{mA}$ bildet sich eine Bifurkation, d. h. das Minimum spaltet für kleiner werdende Ströme in zwei Minima auf. Das linke Minimum liegt über dem Resonatorspalt und wurde bereits erwähnt. Das rechte Minimum liegt über Fallenleiter D und wird durch die Abschirmströme I_s in diesem Fallenleiter verursacht. In der Simulation ist das Potentialminimum der rechten Falle ausgeprägter als das der linken Falle, so dass eine Suche nach dem globalen Minimum das rechte Minimum als wahrscheinlichen Ort der Falle bestimmt. Im Experiment wird die Atomwolke jedoch im linken Minimum detektiert, wobei die Atomzahl dort nicht weiter untersucht wurde. Eventuell werden einige Atome auch im rechten Minimum gefangen, so dass die Atomwolke im linken Minimum kleiner wird.

Da der Fokussierungs-Effekt durch supraleitende Eigenschaften aus-

gelöst wird wurden auch Simulationen für andere Werte von λ_L durchgeführt. Es wurden die Werte $\lambda_L = 250\,\text{nm}$ und $\lambda_L = 500\,\text{nm}$ untersucht. Das Verhalten der Fallenposition ändert sich nahezu nicht, der Fokussierungs-Effekt tritt weiterhin auf. Der Wert von λ_L hängt stark von den Verunreinigungen des Materials ab, wobei größere Verunreinigungen zu größeren Werten von λ_L führen [Tin04]. Dies ist für zukünftige Experimente wichtig, da auch Chips aus weniger reinem Niob verwendet werden können.

Offensichtlich spielt der Einfluss der Flusserhaltung in der vorliegenden Struktur eine entscheidende Rolle. Geometrisch kann dieser Effekt dadurch beeinflusst werden, dass die Abmessungen des Resonatorspalts verändert werden. In den gezeigten Simulationen ist der Resonator in seiner realen Länge als senkrechter, langgestreckter Streifen modelliert – die mäanderförmige Struktur wurde vernachlässigt. Dieser ist in zwei Bereiche zu unterteilen: den Teil, der neben dem Fallenleiter liegt und der restliche Resonator. Der gesamte Resonator wird vom homogenen Feld B_z durchdrungen, was aufgrund der Annahme $\Phi_f = 0$ zu Abschirmströmen führt. Das Feld des Fallenleiters durchdringt den Spalt jedoch nur im ersten Teil, im zweiten Teil sind die Felder des Fallenleiters vernachlässigbar.

Verändert man nun die Länge des Resonators, so verändern sich die Abschirmströme. Die Abschirmströme, die B_z entgegen wirken, skalieren linear mit der Länge des Resonators. Im Resonatorspalt ist diese Komponente kompensiert.

Um die (positiven) Felder des Fallenleiters auszugleichen, so dass der Fluss im Resonatorspalt erhalten bleibt, werden entsprechende Ströme im Resonator induziert. Dadurch liegt über die gesamte restliche Länge des Resonators ein kleines negatives Feld im Spalt an. Auch hier skalieren die Abschirmströme mit der Länge des Resonators.

Geht man von einem Resonatorspalt aus, der auch vom Magnetfeld des Fallenleiters homogen durchdrungen wird, so laufen die Abschirmströme in entgegengesetzter Richtung zu denen des externen Felds, da $\vec{B}_z \propto -\vec{B}_{z,I_{\text{Nb}}}$. Je länger der Resonatorspalt im nicht durchdrungenen Teil ist, desto geringer können die Abschirmströme sein.

Zur genaueren Untersuchung wurde die Länge des Resonators in einer im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulation auf etwa 1/4 des ursprünglichen Werts gekürzt. Damit endet der Resonator 370 µm unter-

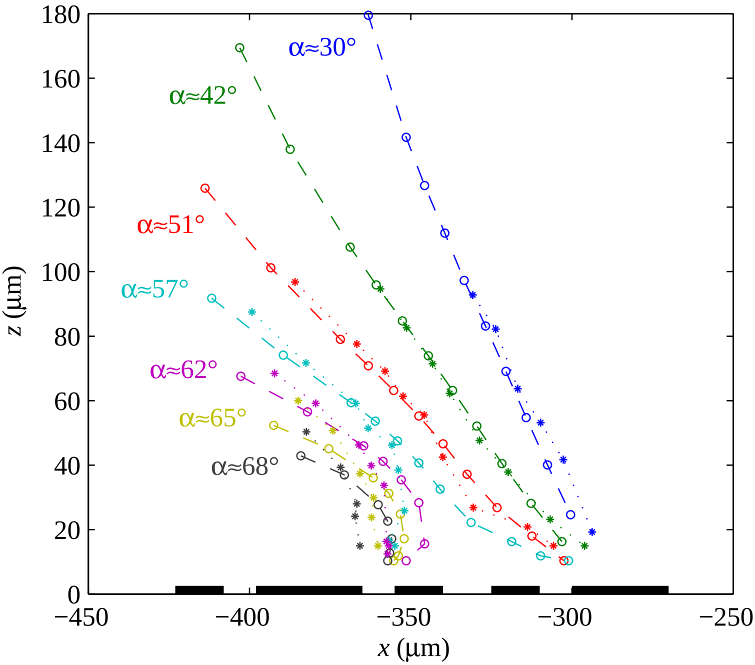


Abbildung 4.23: Simulierte Fallenposition (Kreise) über dem kurzen Resonator für verschiedene Bias-Feld-Winkel α in Abhängigkeit des Stroms im Fallenleiter C und die Messung am langen Resonator (Sterne). Messung und Auswertung der experimentellen Daten durch die Team-Kollegen [BHB$^+$13, Hat13].

halb des stromdurchflossenen Fallenleiters C. Es ergibt sich das in Abbildung 4.23 gezeigte Bild für die Fallenpositionen. Man erkennt deutlich, dass die Fokussierung erst für größere Winkel α stattfindet, als dies beim ursprünglichen Resonator der Fall war, speziell bei $\alpha = 57°$ setzt noch keine Fokussierung ein. Bei noch größeren Winkeln findet zwar eine Fokussierung statt, diese setzt jedoch erst bei geringeren Höhen h ein und führt daher zu einer starken Diskrepanz zwischen den simulierten Werten und den Fallenpositionen in der Messung. Dies zeigt eindrucksvoll den Effekt der unterschiedlichen Längen des Resonators, der sich durch

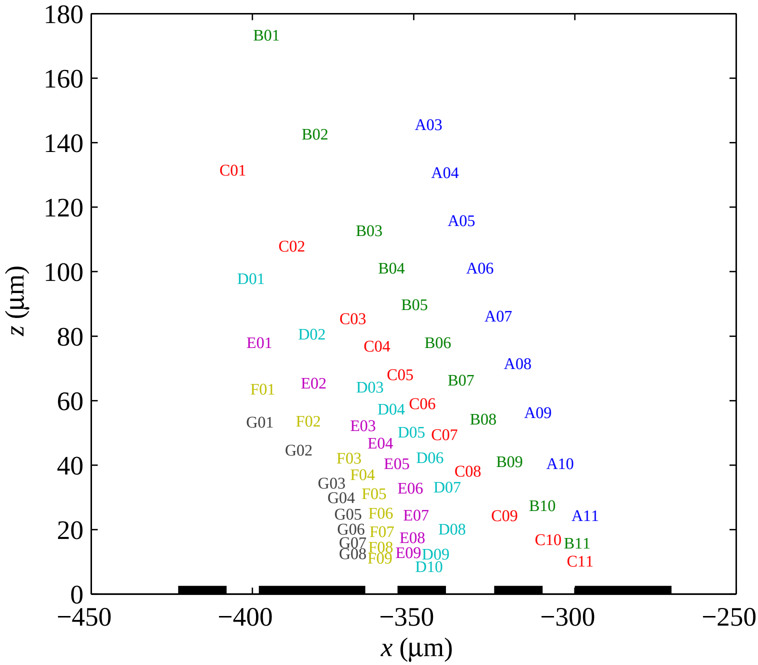


Abbildung 4.24: Bezeichnungen der Fallenpositionen über dem Resonator entsprechend Abbildung 4.22. Aus Darstellungsgründen sind die Kurven leicht verschoben und nahe des Resonators nicht alle Punkte bezeichnet, die in Tabelle 4.2 und 4.3 angegeben werden, die Nomenklatur wird aber unverändert weitergeführt.

die unterschiedlichen Abschirmströme in den Fallenpositionen auswirkt.

Aus der Simulation können auch die Fallenfrequenzen f_x und f_z der jeweiligen Fallenpotentiale gewonnen werden[85]. Zur besseren Zuordnung wurde ein Schema gewählt, das den verschiedenen Winkeln α Buchstaben und den Strömen I_{Nb} Zahlen zuordnet. In Abbildung 4.24 ist die Zuordnung verdeutlicht.

In Tabelle 4.2 und 4.3 sind die Fallenfrequenzen f_x und f_z aus der Si-

[85] Aufgrund des extremen Rechenaufwands wurde die Frequenz f_z nicht bestimmt.

mulation aufgeführt[86]. Die fehlenden Werte konnten nicht bestimmt werden, da sie außerhalb des simulierten Bereichs lagen. Dies ist für A01 der Fall, da sich das entsprechende Minimum zu weit von der Chipoberfläche entfernt bildet. Für Werte $h < 10\,\mu m$ kann in der Simulation kein Minimum gefunden werden, da das Magnetfeldprofil über dem Supraleiter aufgrund der numerischen Diskretisierung stark fluktuiert und damit zu einer Vielzahl an kleinen Minima nah an der Oberfläche führt. Um nur echte Minima zu finden wurde daher in allen Simulationen ein Minimalwert von $h = 10\,\mu m$ vorgegeben, Werte unter diesem Minimum fehlen daher ebenso in Tabelle 4.2 und 4.3.

Es ist deutlich zu erkennen, dass die Fallenfrequenzen für gegebene Winkel bei Annäherung an die Chipoberfläche, d. h. für kleinere Werte von I_{Nb}, größer werden, wie dies auch zu erwarten ist. Außerdem ist für größere Winkel α ebenso eine Zunahme der Fallenfrequenzen zu erkennen. Auch dies ist zu erwarten, da mit größeren Winkeln auch die Höhe über der Chipoberfläche kleiner wird (siehe Abbildung 4.22).

Zusammenfassend lassen sich aus den Experimenten am $\lambda/4$-Resonator im 4 K-Setup bereits einige interessante Schlussfolgerungen ziehen. Im Experiment konnten die Team-Kollegen Atomwolken, d. h. thermische Wolken und Bose-Einstein-Kondensate, über dem Chip fangen und halten, deren Lebensdauer und Atomzahl sehr gut ist. Weiter konnten sie die Kohärenz-Zeiten der Atomwolken messen, die einige Sekunden betragen. Dies konnte sowohl über dem Chip in der Referenzfalle als auch am Resonatorspalt und über dem Innenleiter des Resonators erreicht werden. Dabei wurde ausgenutzt, dass die Atomwolke bei der Positionierung durch die supraleitenden Eigenschaften des Chips in den Resonatorspalt fokussiert wird. Außerdem konnte eine Falle erzeugt werden, die ohne angelegten Strom im Fallenleiter betrieben werden kann und damit weniger anfällig für Rauschen der Stromquellen sein sollte. Alle Fallenpotentiale konnten erfolgreich in numerischen Simulationen reproduziert werden. Aus diesen Simulationen lässt sich einerseits ein besseres Verständnis für die Magnetfeldstruktur über dem Chip gewinnen, andererseits lassen sich Eigenschaften wie zusätzliche Minima oder Fokussierungs-Effekte in der Simulation genauer untersuchen. Die gewonnenen

[86] Die Fallenfrequenzen weichen von den bisher in diesem Abschnitt bestimmten Werten ab, da die Messungen zum Fokussierungs-Effekt bei anderen (Offset-)Feldern durchgeführt wurden. Diese wurden auch in der entsprechenden Simulation verwendet.

	A	B	C	D	E	F	G
01	—	122	163	223	313	427	548
02	118	153	208	290	397	516	639
03	152	200	276	379	493	615	754
04	172	227	312	418	531	659	817
05	196	259	350	456	569	711	928
06	226	299	391	488	596	812	1106
07	266	344	430	487	670	1045	1372
08	318	395	442	455	1001	1376	1656
09	391	460	493	1065	1438	1719	—
10	508	640	1082	1585	—	—	—
11	765	1119	—	—	—	—	—

Tabelle 4.2: Simulierte Fallenfrequenzen f_x in Hz für die Fallenpositionen aus Abbildung 4.22 über dem Resonator.

	A	B	C	D	E	F	G
01	—	119	165	228	316	429	551
02	108	150	208	291	397	516	641
03	143	195	274	375	492	614	750
04	162	222	308	416	531	656	812
05	186	253	346	450	566	706	928
06	215	290	384	486	599	815	1105
07	255	336	423	486	672	1046	1369
08	306	386	438	460	1006	1398	1654
09	375	445	471	1067	1465	1726	—
10	487	616	1047	1629	—	—	—
11	745	1109	—	—	—	—	—

Tabelle 4.3: Simulierte Fallenfrequenzen f_z in Hz für die Fallenpositionen aus Abbildung 4.22 über dem Resonator.

Fallenfrequenzen weichen von den gemessenen Werten ab, geben jedoch ein gutes qualitatives Bild des Verhaltens wieder.

4.1.4 Supraleitende $\lambda/2$-Mikrowellen-Resonatoren

Nachdem am $\lambda/4$-Chip Designprobleme sichtbar wurden, sollte ausgehend von einem bekannten $\lambda/2$-Design eine Geometrie entwickelt werden, die für die Kopplung von Atomwolken an den Resonator geeignet ist. Dazu wurde als Ausgangspunkt das Design gewählt, das von Stefan Wünsch entwickelt wurde [Wün05] und auch von Daniel Bothner [BCK+12b, BGK+11, BGK+12] intensiv untersucht wurde. Dieses Chiplayout konnte in einer Messingbox mit guter Reproduzierbarkeit untersucht werden.

Es wurden daher zunächst zwei verschiedene Hauptpunkte untersucht: zum einen muss eine Kontaktierung geschaffen werden, die ohne geschlossene Box auskommt, um den optischen Zugang mit der optischen Pinzette zu ermöglichen. Zum anderen muss die Groundplane reduziert werden, da die vollflächige Massefläche keinen Platz für einen Fallenleiter bietet und zudem externe Magnetfelder stark verzerrt.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Experimente wurden zum Großen Teil von Benedikt Ferdinand während seiner Diplomarbeit durchgeführt, die im Rahmen dieser Arbeit betreut wurde und in der eine detailliertere Darstellung zu finden ist [Fer13]. Die Entwicklungen wurden zudem von Daniel Bothner aufgrund seiner mit dem bisherigen Design gewonnenen Erfahrungen unterstützt.

Die Massekontaktierung konnte mit dem in Abbildung 4.5 rechts dargestellten Probenhalter erfolgreich auf ein planares Design überführt werden. Dieser Probenhalter ermöglichte es, einen Chip in einen Platinenrahmen einzulegen. Die Massekontaktierung wurde dann – anders als in der Box – mittels eng gesetzter Aluminium-Bonds hergestellt, wobei die Bond-Dichte hoch genug sein muss [WNB+11]. Durch die Konstruktion des Probenhalters konnte das Verhalten mit Deckel und ohne Deckel untersucht werden, so dass auch in dieser Hinsicht der Übergang von der geschlossenen Box zum planaren Design kontrolliert werden kann.

Für diese Experimente wurde eine Reihe neuer Designs entwickelt, die in der Folge kurz beschrieben werden sollen. Abbildung 4.25 oben zeigt

das Ausgangsdesign in leicht veränderter Form. Im Original beträgt die Chipgröße $12 \times 4\,\mathrm{mm}^2$. Um in allen Designs dieser Reihe eine einheitliche Chipgröße zu gewährleisten, wurde diese auf $15 \times 15\,\mathrm{mm}^2$ erhöht. In der Abbildung ist der maßgebliche Teil dargestellt, die Massefläche ist (asymmetrisch) nach oben und unten voll ausgefüllt, wie dies im originalen Design auch der Fall war. In der Folge wurden verschiedene Schritte durchgeführt, die als Reihe von Chips bezeichnet werden, die einzelnen Chips werden daher z. B. als 1A, 1B und entsprechend weiter bezeichnet.

In Reihe 1 wurden die Mäanderstrukturen schrittweise entfernt, wobei die horizontale Entfernung der Kopplungskapazitäten konstant gehalten wurde. Damit verkürzt sich der Resonator und die Resonanzfrequenz steigt entsprechend an. Damit wird das zweite in Abbildung 4.25 dargestellte Design erreicht.

In Reihe 2 wird nun nach Gleichung (4.26) die Länge des Resonators auf $f_0 = 6,8\,\mathrm{GHz}$ angepasst und konstant gehalten, während zentral ein einzelner Bogen schrittweise vertikal verlängert wird, bis das dritte dargestellte Design erreicht ist.

Reihe 3 nimmt noch einmal das zweite Design aus Abbildung 4.25 auf und hält die Resonatorform konstant. Allerdings wird die Groundplane von oben her zunehmend eingeschnitten, so dass die Breite w_g^{top} abnimmt.

Dies wird in Reihe 4 äquivalent für das dritte gezeigte Design durchgeführt: die Groundplane wird bis zur Spitze des Bogens eingeschnitten, dann zusätzlich auf einer Seite wie in Abbildung 4.25 unten gezeigt. Zuletzt wird auf die halbe Bogenhöhe symmetrisch eingeschnitten und zunächst asymmetrisch dann symmetrisch auf eine Groundplane-Breite von $w_g = 50\,\mu\mathrm{m}$ reduziert.

Um eine Bewertung der Resonatorqualität vornehmen zu können, wird an die jeweilige Resonanzkurve eine Lorentz-Kurve entsprechend Gleichung (4.19) angefittet, aus der in der Folge die Resonanzfrequenz f_0, der Qualitätsfaktor Q_L, die Transmission $S_{21}(f_0)$, und der Insertion Loss IL bestimmt werden können [GFB+08]. Die in der Folge genannten Werte beziehen sich auf den Fit.

Es wurden verschiedene Leistungen der eingekoppelten Mikrowelle P_{app} untersucht. Die Resonanzeigenschaften sind ab $P_{\mathrm{app}} = -60\,\mathrm{dBm}$ gut ausgeprägt. Für die Bewertung wurde die Leistung $P_{\mathrm{app}} = -30\,\mathrm{dBm}$ gewählt, eine Leistungsabhängigkeit der Güte $Q_L(P_{\mathrm{app}})$ konnte nicht be-

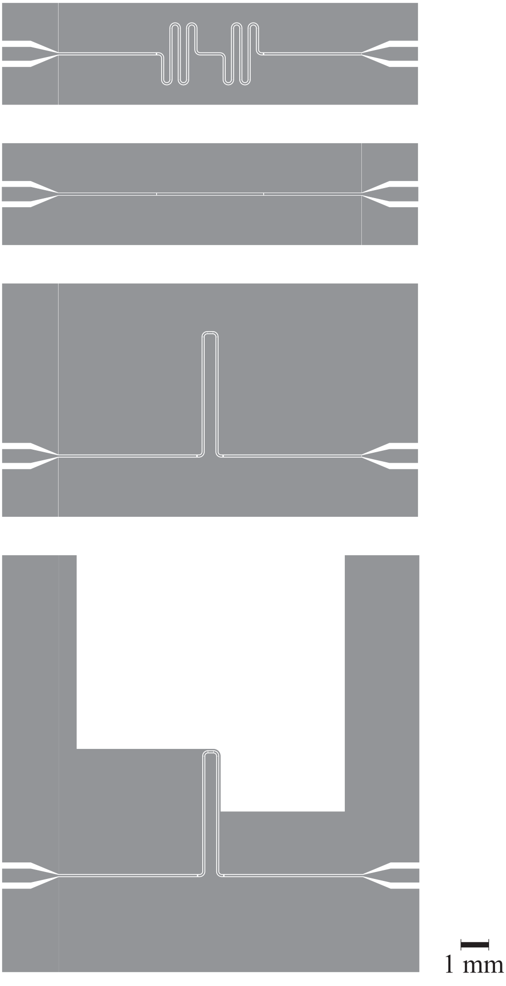


Abbildung 4.25: Zwischenschritte bei der Masken-Entwicklung der $\lambda/2$-Resonator-Designs.

obachtet werden [Fer13]. Die Resonanzkurve verschwindet beim Übergang über die kritische Temperatur $T > T_c$ und kann dann lediglich bei sehr großen Leistungen P_{app} noch detektiert werden, so dass die untersuchte Kurve eindeutig auf den Resonator zurückgeführt werden kann.

In diesem Design wurde für alle Chips der Koppel-Spalt auf 50 µm reduziert (im ursprünglichen Design beträgt dieser Wert 90 µm), um die Koppel-Kapazität C_c zu erhöhen. Diese ist für $C_c(90\,\mu\text{m}) \approx 1\,\text{fF}$ [Wün05, HWIS08]. Eine Simulation mit Sonnet bestätigt diesen Wert [Son12]. Dazu wurde eine entsprechende Koplanar-Geometrie modelliert, die über zwei Ports (jeweils mit Referenz-Ports an der Groundplane) gespeist wird. Sonnet bietet die Möglichkeit, den Einfluss der „Zuleitungen“, d. h. der Koplanar-Struktur, zu eliminieren, indem Referenz-Ebenen gesetzt werden. Diese wurden auf die jeweilige Innenleiterkante des Koppelspalts gesetzt, so dass lediglich der Einfluss der Kapazität berechnet wird. Die Koppel-Kapazität steigt für das neue Design auf $C_c(50\,\mu\text{m}) \approx 1{,}7\,\text{fF}$, so dass der Insertion Loss reduziert wird, der Resonator aber trotzdem im unterkoppelten Bereich betrieben wird. Da die Werte von C_c nicht direkt aus den Messungen abgeleitet werden können, wurde der Wert durch eine weitere Simulation mit den Werten aus [GFB+08] verglichen. Die Simulation steht in guter Übereinstimmung mit den dort genannten Werten.

In Abbildung 4.26 ist Q_L für die verschiedenen Resonatoren dargestellt. Zunächst sollen die Unterschiede zwischen den Messungen mit Deckel (Kreise) und ohne Deckel (Sterne) betrachtet werden. Der Unterschied in den Gütefaktoren ist i. A. sehr gering, der Deckel spielt also offensichtlich eine untergeordnete Rolle für die erreichbare Güte. Alle Resonatoren der Reihen 2 bis 4 weisen Resonanzfrequenzen $f_0 = 6{,}7\,\text{GHz}$ mit einer Abweichung bis zu 21 MHz auf, bei zukünftigen Designs muss eine entsprechende Korrektur berücksichtigt werden, um den erwünschten Wert $f_0 = 6{,}8\,\text{GHz}$ zu erreichen.

Für die Messungen aus Reihe 1 sinkt Q_L kontinuierlich, wobei hier auch die Resonanzfrequenz f_0 durch die wegfallenden Mäander steigt. Der Oberflächenwiderstand des Supraleiters steigt mit $R_S \propto f^2$ [BK12, Bra91, CC91], so dass eine geringere Güte aufgrund höherer Verluste zu erwarten ist. Für Chip 1C beträgt $f_0 = 5{,}54\,\text{GHz}$ und für 1D $f_0 = 8{,}44\,\text{GHz}$, für den geplanten Resonator mit $f_0 = 6{,}8\,\text{GHz}$ ist daher eine Güte im Bereich $Q_L \lesssim 2{,}5 \cdot 10^4$ zu erwarten. Diese Überlegungen sind mit den Messungen an Reihe 2 konsistent, da hier $Q_L = 1{,}3 \cdot 10^4 \ldots 2{,}4 \cdot$

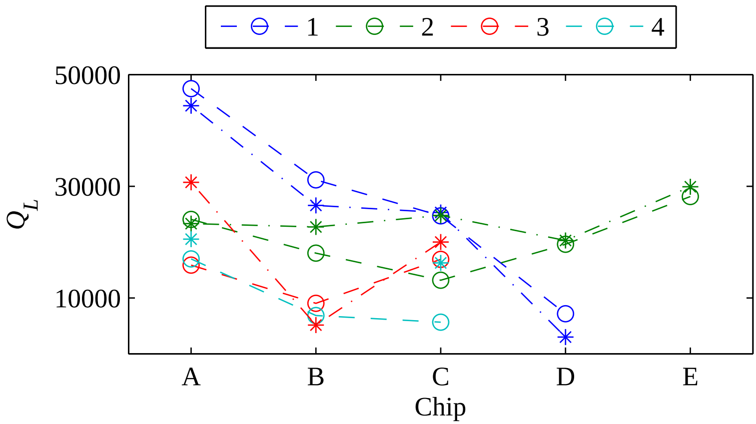


Abbildung 4.26: Qualitätsfaktoren Q_L des belasteten Resonators. Kreise bezeichnen die Messung mit Deckel, Sterne die Messung ohne Deckel.

10^4 beträgt. Die Diskrepanz zwischen den Messungen mit und ohne Deckel – speziell bei 2C – kann möglicherweise auf ein ungünstiges Längenverhältnis in der Maske zurückgeführt werden, da bei diesem Chip die Länge der horizontalen Arme gleich der Länge der vertikalen Arme ist. Da der Effekt bei Vergrößerung der vertikalen Arme nicht weiter auftritt kann er für die weitere Entwicklung vernachlässigt werden.

In Reihe 3 wurde die Masse zunächst auf $w_g^{\text{top}} = 5\,\text{mm}$ Breite eingeschnitten, die mittlere Güte aus den Messungen mit und ohne Deckel entspricht der Güte aus der vorigen Reihe. Eine Reduktion auf $w_g^{\text{top}} = 1\,\text{mm}$ führt zu einem drastischen Einbruch in der Güte, der sowohl mit als auch ohne Deckel auftritt. Dieser tritt auch bei 4B auf, beide Chips haben aber außer ihrer Lage auf dem Wafer keine charakteristischen Gemeinsamkeiten, die bei anderen Chips nicht vorhanden sind. Für $w_g^{\text{top}} = 0{,}5\,\text{mm}$ wird wieder die Güte aus der vorigen Reihe erreicht. Bezüglich der Innenleiterbreite w_c bedeutet dies $w_g^{\text{top}} \approx 10 w_c$. In anderen Arbeiten ist eine kritische Breite von $w_g > 5 w_c$ genannt, bis zu der die Massefläche als unendlich ausgedehnt betrachtet werden kann [Wün05].

Chip 4A entspricht Chip 3A, weist jedoch den zusätzlichen Bogen auf. Eine Reduktion auf $w_g^{\text{top}} = 50\,\mu\text{m}$ am obersten (kurzen) Teil des Bogens

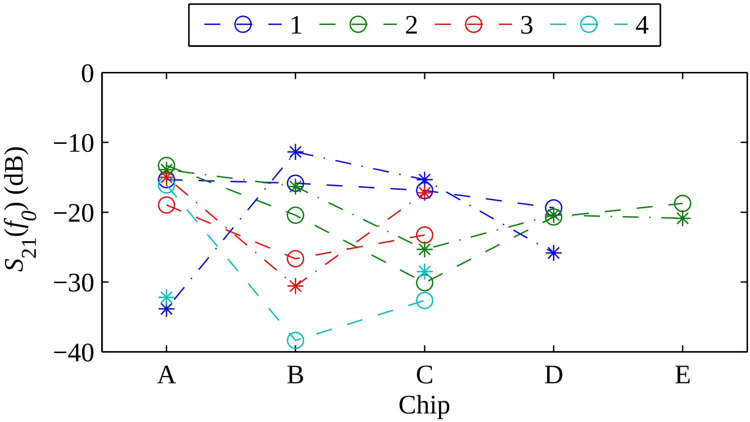


Abbildung 4.27: Transmission $S_{21}(f_0)$ in Resonanz. Kreise bezeichnen die Messung mit Deckel, Sterne die Messung ohne Deckel.

beeinflusst die Güte offensichtlich nicht wesentlich. Ein asymmetrischer Ausschnitt (siehe Abbildung 4.25 unten) führt zu einer deutlich reduzierten Güte, wobei dieser Chip direkt unter Chip 3B liegt, der ebenso eine reduzierte Güte aufweist. In der Messung ohne Deckel konnte keine Resonanzkurve identifiziert werden. Das Design mit symmetrischem Einschnitt auf $w_g^{\mathrm{top}} = 2{,}25\,\mathrm{mm}$, das den Bogen im mittleren Bereich mit $w_g^{\mathrm{top}} = 50\,\mu\mathrm{m}$ freilegt, zeigt mit Deckel eine sehr niedrige Güte $Q_L \approx 0{,}57 \cdot 10^4$, ohne Deckel beträgt $Q_L = 2{,}0 \cdot 10^4$. Möglicherweise führt der reduzierte Wert von w_g^{top} zu einer vergrößerten Abstrahlung, die mit Deckel zu Störresonanzen führt, ohne Deckel aber keinen Einfluss hat. Zusammenfassend kann also auch bei einer starken Änderung des Designs eine Güte $Q_L \approx 2{,}0 \cdot 10^4$ erreicht werden.

In Abbildung 4.27 ist die Transmission $S_{21}(f_0)$ dargestellt. Auch diese Größe wird ähnlich wie die Güte Q_L durch die Modifikationen am Design beeinflusst: Die vorgenommenen Änderungen beeinflussen die Transmission kaum, diese beträgt $S_{21}(f_0) \approx -25 \ldots -10\,\mathrm{dB}$. Die schlechte Qualität von Chip 3B und 4B ist auch hier deutlich zu erkennen. Der Resonator kann jedoch auch in Messung 4C mit $S_{21} \approx -25\,\mathrm{dB}$ noch gut identifiziert werden.

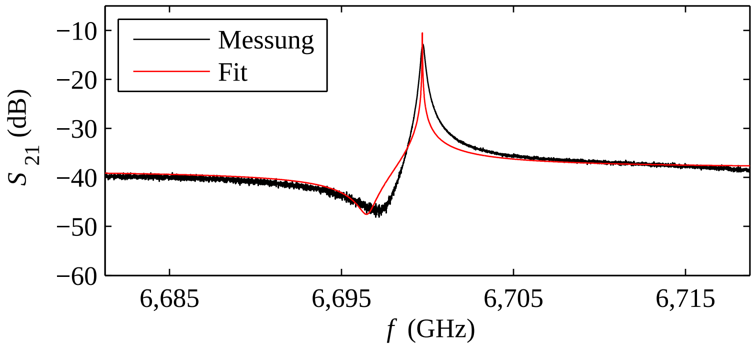


Abbildung 4.28: Transmission S_{21} an Chip 2E mit Deckel sowie angefitteter Verlauf der Fano-Resonanz.

Um unerwünschte Störresonanzen im Spektrum zu anderen Frequenzen (und damit aus dem relevanten Bereich um die Resonanzfrequenz) zu verschieben, können leitende Verbindungen zwischen den beiden Groundplanes hergestellt werden. Dies kann z. B. über Bonds erreicht werden. Damit wird jedoch der optische Zugang über dem Chip versperrt, so dass dies zumindest im finalen Design keine Lösung ist. Um den Einfluss auf die modifizierten Designs zu untersuchen, wurden zunächst 4 und später 11 Bonds pro Seite an Chip 4A gesetzt, wodurch wie erwartet die Störresonanzen verschoben wurden [Wün05, Fer13].

In allen Messungen sind Fano-Resonanzen wie beispielsweise in Abbildung 4.28 zu erkennen [Fan61, MFK10, JSK06]. Fano-Resonanzen treten in Koplanar-Resonatoren auf, wenn zusätzlich zur Kopplung über C_c eine direkte parasitäre Kopplung zwischen den beiden Ports besteht. Diese Kopplung ist besonders bei niedrigen Anregungsleistungen P_{app} zu beobachten, wie sie in den verwendeten Aufbauten unvermeidlich sind – im späteren Experimentaufbau müssen starke Dämpfungsglieder in die Zuleitungen eingebracht werden, um eine ausreichende thermische Ankerung sicherzustellen [SBO+11]. Zur Überprüfung wurde an die Messkurven wie in Abbildung 4.28 eine Fano-Resonanzkurve angefittet, bei der Q_L, f_0 und IL aus dem Lorentz-Fit als Startwert eingehen [HMLR12, HMR12]. Die parasitäre Kopplung kann oft durch bes-

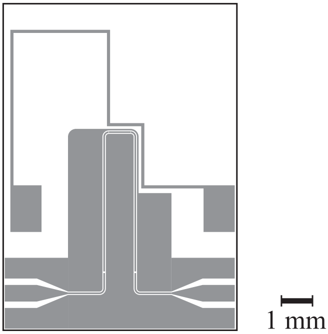


Abbildung 4.29: Chip 1A der neuen Maske mit Fallenleiter und $\lambda/2$-Resonator.

sere Masseverbindungen reduziert werden, dies konnte in den durchgeführten Messungen jedoch nicht beobachtet werden. Offensichtlich ist die Masseverbindung bereits ausreichend gut hergestellt.

Nachdem das Chipdesign auf dieser Maske in kleinen Schritten verändert wurde und stets die Resonanzkurve des Resonators – auch ohne Deckel – gut identifiziert werden konnte, wurde eine neue Maske mit weiteren Veränderungen entwickelt. Details zu diesem Abschnitt finden sich wieder in [Fer13]. An dieser Stelle sollen die verwirklichten Ideen beschrieben werden. Im Vordergrund steht dabei die Implementierung der Z-Falle an den Resonator, wobei als Ausgangspunkt die Z-Falle des $\lambda/4$-Chips verwendet werden soll, da diese bereits ausführlich charakterisiert wurde. Um die störenden Moden zwischen den Fallenleitern zu vermeiden wurde ein einzelner 100 µm-Leiter vorgesehen, der an einen Resonator mit asymmetrisch ausgeschnittener Groundplane ähnlich zu Design 4C der vorigen Maske geführt wird. Die Chipgröße wurde auf $7,5 \times 10,5\,\text{mm}^2$ verkleinert, um die unnötig langen horizontalen Zuführungen zu vermeiden.

Auf der Maske befinden sich wieder verschiedene Serien, in denen ein Parameter variiert wird. Der anfängliche Resonator hat $w_c = 50\,\mu\text{m}$, $d_g = 30\,\mu\text{m}$ und $w_g = 50\,\mu\text{m}$ an der Z-Falle sowie einen Abstand vom Rand der Z-Falle zur Groundplane von 85 µm. Der erste Chip ist in Abbildung 4.29 dargestellt.

In Chip 1A bis 1E wird die Gap-Breite d_g von $d_g = 30 \ldots 10\,\mu\text{m}$ reduziert, die Breite w_c wird entsprechend zur Impedanzanpassung verän-

dert, der Abstand vom Rand der Z-Falle[87] zur Mitte des Gaps beträgt konstant 150 µm. Chips 1F bis 1J sind identisch dazu jedoch ohne Z-Falle. Für eine einfache Positionierung der Atomwolke sollte d_g möglichst groß sein, gleichzeitig soll die Feldstärke möglichst hoch gehalten werden. Durch diese Serie soll untersucht werden, welche Gap-Breite optimal ist.

In den Chips 2A bis 2E wird der Abstand vom Rand der Z-Falle zum Rand der Groundplane von 15 . . . 185 µm vergrößert, um den Einfluss der Z-Falle auf die Resonator-Eigenschaften zu untersuchen.

Chips 2F und 2G enthalten zusätzlich zum 100 µm-Fallenleiter einen Leiter mit 50 µm Breite, der Abstand zwischen Rand des kleineren Leiters und Mitte der Groundplane beträgt wieder 150 µm. In 2F beträgt $d_g =$ 30 µm, in 2G wurde dieser auf $d_g = 10$ µm reduziert und w_c angepasst.

In den Chips 2H bis 3A wurde ein Konzept mit induktiver statt kapazitiver Kopplung verfolgt (siehe Abbildung 4.3 rechts). Näheres dazu findet sich auch in Abschnitt 4.1.5 und [BKH$^+$13]. Die Koppel-Induktivitäten wurden so positioniert, dass an der Z-Falle ein möglichst großes Magnetfeld vorhanden ist – dazu mussten die Positionen im Vergleich zur kapazitiven Kopplung verschoben werden. Die eine Induktivität befindet sich direkt hinter den Impedanz-Anpassungs-Strukturen, die andere im oberen Drittel des Bogens. Die Idee dahinter ist, den Effekt der Persistent Trap bzw. den Fokussierungs-Effekt auszunutzen (siehe Abschnitt 4.1.3). Dies ist bei den kapazitiv gekoppelten Designs nicht möglich, da hier keine geschlossenen Leiterflächen vorhanden sind. In diesen vier Chips wurde jeweils für $w_c = 30$ µm und $w_c = 10$ µm eine Koppel-Induktivität von 60 µm bzw. 30 µm Länge in den Resonatorspalt eingefügt, um unterschiedliche Kopplungen untersuchen zu können.

Die Größe dieser lokalen Induktivität wurde mit Hilfe eines Lumped-Element-Modells abgeschätzt [Fer13, BKH$^+$13], um eine Richtlinie für das Design zur Verfügung zu haben. Es ergibt sich damit $L_c = C_c Z_0^2$ mit $Z_0 = 50\,\Omega$, so dass die Induktivität L_c, die einer entsprechenden Koppel-Kapazität C_c entspricht, berechnet werden kann. Die verwendeten Strukturen wurden mit dem beschriebenen Software-Paket 3D-MLSI untersucht, um die Werte der Induktivitäten entsprechend erreichen zu können. Dazu wird dieses in einem weiteren Modus betrieben, in dem

[87] In der Folge wird der vertikale Abstand zwischen dem mittleren Teil des Z-Fallenleiters und der Groundplane als Abstand der Z-Falle bzw. Abstand zum Z-Fallenleiter bezeichnet.

die Induktivität eines supraleitenden Leiterstücks ausgegeben werden kann.

Die weiteren Chips halten $w_c = 50\,\mu m$ konstant. Für beide Koppel-Induktivitäten werden jeweils mehrere Ideen verfolgt, wie die Resonanzfrequenz f_0 in situ beeinflusst werden kann. In Chips 3B bis 3E wird in den center conductor eine lineare Einschnürung von $30 \times 3\,\mu m^2$ eingebracht. An dieser Stelle kann bei der Herstellung ein ferromagnetischer Stoff aufgebracht werden. Über zwei Elektroden, die in einem Groundplane-Einschnitt bis zum Gap geführt werden, kann ein Strom injiziert werden, dessen Magnetfeld $\mu_r(B)$ und damit die so geschaffene (lokale) Induktivität beeinflussen kann[88]. Die Strukturen dazu wurden wieder wie oben beschrieben entwickelt. Damit ändert sich die Feldkonfiguration in Abhängigkeit des lokal angelegten Magnetfelds und somit die Resonanzfrequenz f_0.

In Chip 3F und 3G wurde die lineare Einschnürung in eine mäanderförmige Struktur verändert, so dass eine größere lokale Induktivität entsteht. 3H und 3I enthalten an der selben Position eine Struktur mit einer größeren Anzahl an Mäandern, die auf 54 µm Länge angeordnet sind.

Anstatt die lokale Induktivität zu beeinflussen kann auch die lokale Kapazität des (kapazitiv gekoppelten) Resonators verändert werden[89], wobei ein Ferroelektrikum statt einem Ferromagnetikum zum Einsatz kommt[90] [SDE+06, TSA+03, LPP98]. Dazu wird eine entsprechende Elektrode bis in den Gap nahe der Koppel-Kapazität geführt, deren elektrisches Potential die Permittivität $\epsilon_r(U)$ und damit die lokale Kapazität verändert.

In Chip 3J ist eine solche Elektrode vorgesehen. In Chip 4A und 4B sind zusätzliche Arme aus center conductor und Groundplane analog zu Interdigital-Kapazitäten [Bah03, Sim01] in den Gap geführt, um die Kapazität zu erhöhen. In beiden Designs wird die Länge dieser Arme variiert. Chip 4C enthält eine größere Anzahl an Fingern der Interdigital-Kapazität. Die Chips 4D bis 4G entsprechen diesen Chips, haben jedoch eine Breite $w_c = 25\,\mu m$ mit entsprechend angepasster Gap-Breite d_g.

Zusätzlich sind Designs entsprechend dem ursprünglichen $\lambda/2$-Design vorgesehen, bei denen der Koppel-Gap-Abstand von $10 \ldots 90\,\mu m$

[88] Bisher wurde $L' = \text{const.}$ und $C' = \text{const.}$ angenommen.

[89] Die Elektroden zur Beeinflussung sollen möglichst weit vom Experimentier-Ort entfernt positioniert werden, um durch ihr Magnetfeld nicht das Fallenpotential zu deformieren.

[90] Prinzipiell ist jedes Material mit $\epsilon_r(U) \neq \text{const.}$ möglich.

variiert wird. Eine weitere Serie variiert entsprechend die induktive Koppel-Länge im selben Bereich. Damit kann systematisch der Einfluss der Koppel-Kapazität untersucht werden [GFB+08]. Die Erkenntnisse können dann auf die induktive Kopplung übertragen werden.

Damit stehen verschiedene Designs zur Verfügung, die einerseits die Entwicklung der kapazitiv gekoppelten Resonatoren fortführt und parallel die Idee der induktiv gekoppelten Resonatoren verfolgt. Für beide kann außerdem untersucht werden, wie sich die Resonanzfrequenz f_0 in situ steuern lässt.

Die Messungen an den beschriebenen Chips dauern zur Zeit noch an, erste Ergebnisse zeigen jedoch bereits jetzt, dass induktiv gekoppelte Resonatoren ähnliche Güten Q_L wie kapazitiv gekoppelte Resonatoren aufweisen können. Durch die Kombination der daraus gewonnenen Erkenntnisse mit z. B. den Erkenntnissen zum Eindringen von Vortices und deren Pinning [BCK+12b, BCK+12a, BGK+11, BGK+12, Bra95, BI93, Bra91] kann ein extrem flexibles Design geschaffen werden, das die Kopplung ultrakalter Atomwolken an Resonatorstrukturen für eine Vielzahl an Experimenten erlaubt.

4.1.5 Supraleitende induktiv gekoppelte $\lambda/2$-Mikrowellen-Resonatoren

Entsprechend den bereits beschriebenen Überlegungen bieten induktiv gekoppelte $\lambda/2$-Resonatoren einige Vorteile im Bezug auf die Positionierung einer Atomwolke in ihrer Nähe. Aus diesem Grund wurde diese Struktur in Zusammenarbeit mit Daniel Bothner und Helge Hattermann weiterentwickelt und im Rahmen dieser Arbeit in numerischen Simulationen weiter untersucht. Die Ergebnisse und weiterführende Überlegungen sind auch in der Veröffentlichung [BKH+13] zu finden, in der auch eine theoretische Beschreibung erfolgt. An dieser Stelle soll kurz die Idee näher erläutert werden und erste Ergebnisse dargestellt werden.

Dazu wurden drei verschiedene Geometrien mit $w_c = d_g = 20\,\mu\text{m} =$ const. und $w_g = w_{\text{Kopplung}} = \{20, 50, 100\}\,\mu\text{m}$ untersucht. Diese wurden als field-cooled entsprechend den Überlegungen zur Persistent Trap aus Abschnitt 4.1.3 simuliert. In allen Geometrien lässt sich so eine Persistent Trap über dem Innenleiter formen, indem ein Feld senkrecht zur Chip-Ebene B_z angelegt wird. Die Fallenfrequenz kann über ein externes

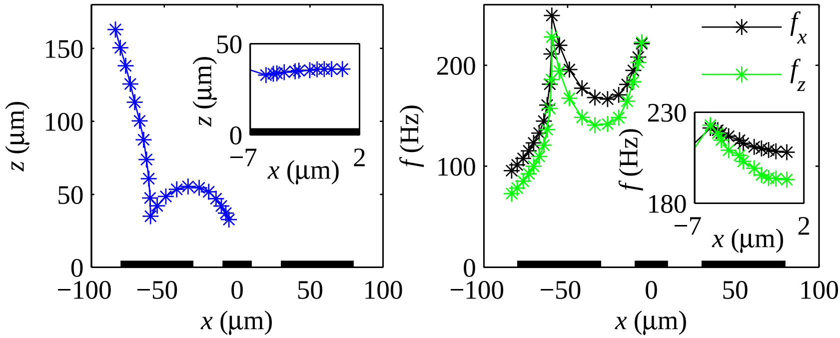


Abbildung 4.30: Links: Position des Fallenminimums über dem Resonator während dem Ladeprozess. Rechts: Entsprechende Fallenfrequenzen f_x und f_z. Im Inset ist der Bereich über dem Innenleiter vergrößert dargestellt, um den letzten Transferschritt abzubilden.

Offset-Feld (parallel zur Chip-Ebene und entlang Resonator-Achse) beeinflusst werden. Der Einsatz einer Persistent Trap ist damit in entsprechenden Geometrien prinzipiell möglich und stellt eine extrem vielversprechende Technologie dar.

Zusätzlich kann ein durch die Resonator-Struktur fließender Strom I_{res} angenommen werden. Damit kann die gesamte Struktur als Fallenleiter verwendet werden, um die Atomwolke in die Nähe der Struktur zu bringen. Dort kann dann ein Umladeprozess in die Persistent Trap gestartet werden, indem Strom und Bias-Feld reduziert werden und gleichzeitig B_z vergrößert wird.

In Abbildung 4.30 ist die Position des Fallenminimums sowie die entsprechenden Fallenfrequenzen f_x und f_z über der Struktur mit $w_g = 50\,\mu\mathrm{m}$ dargestellt. Dabei wurde $B_{\mathrm{offset}} = 1\,\mathrm{G}$ gewählt, die Fallenfrequenzen können durch entsprechend andere Werte variiert werden[91].

Die Höhe des Fallenminimums über der Chipoberfläche verringert sich wie erwartet durch eine Reduktion des Stroms von $I_{\mathrm{res}} = 200\,\mathrm{mA}$ auf $80\,\mathrm{mA}$ (Schrittweite $12\,\mathrm{mA}$) bei konstantem Bias-Feld $B_x = 2\,\mathrm{G} = \mathrm{const.}$ und $B_z = 0 = \mathrm{const.}$, die Fallenfrequenzen steigen an. Nun wird

[91] Die Fallenfrequenzen können auch durch andere Kombinationen aus B_f und B_z variiert werden.

B_z in Schritten von $0,25\,\mathrm{G}$ bis auf $2,5\,\mathrm{G}$ erhöht. In Abbildung 4.30 ist zu erkennen, dass die Falle damit über den Innenleiter wandert. Zuletzt werden nun der Strom durch die Struktur und das Bias-Feld auf $I_{\mathrm{res}} = B_x = 0$ reduziert. Die Position des Fallenminimums ändert sich kaum, die entsprechenden Datenpunkte sind in den Insets in Abbildung 4.30 dargestellt. Die Falle wird an der Endposition ausschließlich durch das eingefrorene Feld B_f und das angelegte Feld B_z (sowie das Offset-Feld B_{offset}) erzeugt.

Damit sind separate Z-Fallenleiter auf integrierten Chips zukünftig nicht mehr nötig – es genügt prinzipiell, die Resonatorstruktur an sich als Fallenleiter zu nutzen und die Atomwolke in die Persistent Trap umzuladen. Sofern dies nötig ist kann die Persistent Trap zusätzlich durch Anlegen externer Felder so modifiziert werden, dass sie – genau wie die konventionell erzeugte Resonator-Falle – über oder sogar im Resonatorspalt liegt. Der technologische Aufwand für induktiv gekoppelte Resonatoren unterscheidet sich kaum von dem für kapazitiv gekoppelte Strukturen.

Dies eröffnet weitere Möglichkeiten zum Design zukünftiger integrierter Hybrid-Atom-Chips. Für eine genauere Untersuchung kann der Ladeprozess optimiert werden und die Geometrie entsprechend den Voraussetzungen angepasst werden. Dabei können auch andere Positionen z. B. über dem Gap des Resonators, durch geeignete Felder erreicht werden. Der Fokussierungs-Effekt, der in Abschnitt 4.1.3 beschrieben wurde, lässt sich aufgrund der obigen Überlegungen auch in dieser Geometrie realisieren, so dass die bereits diskutierten Effekte prinzipiell vollständig erhalten bleiben. Die hier gezeigten Simulationen zeigen damit deutlich, dass das Ausnutzen der Persistent Trap bzw. des Fokussierungs-Effekts für zukünftige Designs sehr vielversprechend ist.

4.2 Flussquantisierung

Wie bereits erwähnt befindet sich auf dem $\lambda/4$-Resonator-Chip zusätzlich eine supraleitende Ring-Struktur, wie sie in Abbildung 4.11 zu sehen ist. In dieser Struktur kann durch Anlegen eines externen Feldes $B_z = B_f$ über T_c und Abkühlen des Chips unter T_c ein Fluss von $n \cdot \Phi_0$ eingefroren werden. Die Atomwolke kann durch ein ähnliches Schema wie für die Positionierung über dem Resonator auch über dem Ring positioniert

werden, indem die Bias-Felder entsprechend modifiziert werden. Damit kann durch quantenoptische Messungen der Einfluss eines Effekts der Supraleitung untersucht werden. Dieses Experiment ähnelt dem Doll-Näbauer-Experiment und bietet so eine Möglichkeit zum Nachweis der Flussquantisierung [DN61, DF61, DE06, Ein11, BK12]. Näheres zu diesem Abschnitt findet sich auch in den entsprechenden Arbeiten [Hat13, Wei14].

Das Zentrum des Rings befindet sich im Ursprung des gewählten Koordinatensystems[92]. Der Ring hat einen Innenradius von $r_i = 9\,\mu\text{m}$ und einen Außenradius $r_a = 11\,\mu\text{m}$, d. h. eine Breite $w_r = 2\,\mu\text{m}$.

Frühere Vorschläge haben eine Mehrlagen-Struktur aus Leiter und Ring angeregt [Sin09]. Diese Idee wurde während des Design-Prozesses detailliert untersucht. Für die Fertigung vieler Chips ist ein Einzellagen-Prozess aus zeitlichen Gründen günstiger. Außerdem muss bei einem Mehrlagen-Prozess die Positionierung des Rings über dem Fallenleiter sehr genau eingehalten werden. Durch lithographische Ungenauigkeiten kann sich jedoch leicht eine Abweichung von wenigen µm ergeben. Simulationen mit dem Programmpaket 3D-MLSI zeigen, dass dadurch die resultierenden Fallenfrequenzen stark verschoben werden. Damit ist der Vorteil, dass durch die mittige Position über dem Fallenleiter netto kein durch I_{Nb} erzeugtes Feld in den Ring eingekoppelt wird, im Experiment i. A. nicht vorhanden. Daher wurde im vorliegenden Design ein Einzellagen-Prozess gewählt.

Eine erste Fragestellung besteht darin, welches Feld $B_1 = B_f$ angelegt werden muss, um $1\Phi_0$ in den Ring einzufrieren. Eine erste geometrische Abschätzung kann dadurch getroffen werden, dass Φ_0 mit der Fläche des Lochs $A_i = \pi r_i^2$ verglichen wird, man erhält damit $B_{1,i} = 81{,}2\,\text{mG}$. Durch die Feldverdrängung im Supraleiter wird ein Teil des angelegten Felds in das Loch fokussiert. Dies rechtfertigt den Vergleich mit $r = r_m = 10\,\mu\text{m}$ und r_a, der zu $B_{1,m} = 65{,}8\,\text{mG}$ und $B_{1,a} = 54{,}4\,\text{mG}$ führt. Der gesuchte Wert B_1 wird zwischen $B_{1,a}$ und $B_{1,i}$ liegen.

Das bereits vorgestellte Programmpaket 3D-MLSI kann in einem weiteren Modus betrieben werden, in dem externe Felder $B_{\text{ext}} = B_z$ angelegt werden und der jeweilige Strom um die Löcher der Geometrie definiert

[92] Dabei wird die Leiteroberfläche als $z = 0$ betrachtet, so dass die Oberseite der Niob-Struktur bei $z = 0$ liegt.

werden kann. Dabei muss Gleichung (2.7) berücksichtigt werden: legt man ein Feld B_{ext} an, so muss der Strom um das Loch so angepasst werden, dass die Fluxoidquantisierung erfüllt ist. Ein willkürlich gewählter Wert führt i. A. zu einer Verletzung dieser Bedingung[93]. Integriert man nun das magnetische Feld über die Fläche des Lochs A_i, so erhält man den für dieses Feld im Ring eingefrorenen Fluss $\Phi(B_{\text{ext}})$. Dieser lässt sich mit der Fläche A_i und Φ_0 in den gesuchten Wert $B_1 = 73,0\,\text{mG}$ umrechnen, der im erwarteten Bereich liegt[94].

In [BC04, Bra05] wird eine analytische Formel angegeben, mit der die effektive Fläche A_{eff} eines supraleitenden Rings bestimmt werden kann. Für $r_i \to r_a$ (d. h. kleine Ringbreiten $w_r \to 0$) und $\lambda_L^2/t_{\text{Nb}} = 0$ mit der Leiterdicke t_{Nb} erhält man $A_{\text{eff}}/(\pi r_i^2) = 1 + (1 - r_i/r_a)$. Damit ergibt sich $B_{1,\text{an}} = \Phi_0/A_{\text{eff}} = 68,8\,\text{mG}$, die Simulation weicht also um 6 % ab. Die analytische Formel gilt nur im genannten Grenzfall, dies kann zu einer Abweichung vom realen Wert führen. Ebenso kann in der Simulation die Diskretisierung bei der Berechnung des magnetischen Felds im Loch eine Abweichung verursachen.

Die Geometrie kann durch lithographische Ungenauigkeiten leicht vom ursprünglichen Design abweichen, insbesondere die Ringbreite $w_{r,\text{mod}} = w_r + \Delta w_r$ kann sich dadurch ändern. Durch zu langes Ätzen beispielsweise wird die Ringbreite verringert, so dass der Wert B_1 im Experiment kleiner ausfallen kann als oben berechnet. Abbildung 4.31 zeigt die entsprechende Abhängigkeit für verschiedene Breiten wie sie aus der Simulation extrahiert wurde und aus der analytischen Formel. Es ergibt sich aus der Simulation z. B. $B_1(w_{r,\text{mod}} = 1,5\,\mu\text{m}) = 72,0\,\text{mG}$ und $B_1(w_{r,\text{mod}} = 2,5\,\mu\text{m}) = 74,0\,\text{mG}$. Die Ergebnisse der Simulation konvergieren wie erwartet für Breiten $w_{r,\text{mod}} \approx w_r$ auf den Wert $B_{1,m}$.

Das Magnetfeldprofil über dem Ring ergibt sich mit einem in y-Richtung angelegten Offset-Feld wie in Abbildung 4.32 links dargestellt.

[93] In der Simulation wird zuerst $I = 0$ gewählt und anschließend der Wert n des Fluxoids betrachtet. Der Strom wird dann so gewählt, dass der nächstliegende ganzzahlige Wert n erreicht wird. Alternativ kann auch B_{ext} bei $I = 0$ entsprechend optimiert werden.

[94] In [Ger03] wird eine weitere Methode zur Bestimmung der effektiven Fläche einer supraleitenden Struktur mit diesem Programmpaket beschrieben. Diese basiert auf der Bestimmung der Gegeninduktivität zwischen dem supraleitenden Ring und einer Teststruktur, die zur Erzeugung eines Magnetfelds dient. Ein Vorteil der hier verwendeten Methode ist, dass keine zusätzlichen Strukturen in die Geometrie eingefügt werden müssen. Die beiden Methoden sind konsistent.

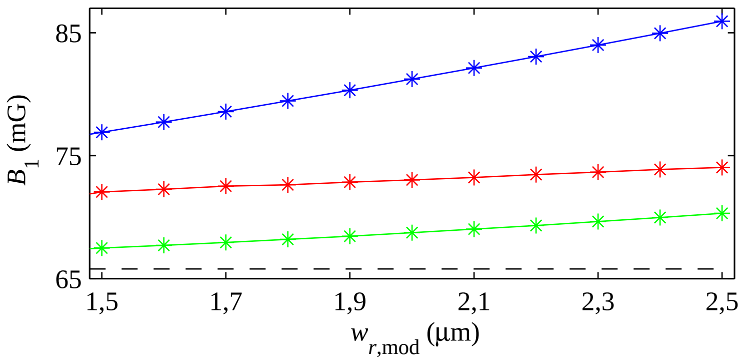


Abbildung 4.31: B_1 für verschiedene Ringbreiten $w_{r,\mathrm{mod}}$. Schwarz ist $B_{1,m}$ als untere Grenze angegeben, $B_{1,i}$ ist als obere Grenze blau dargestellt. Die rote Linie zeigt B_1 entsprechend der Simulation, in grün ist das Ergebnis der analytischen Formel $B_{1,\mathrm{an}}$ dargestellt.

Betrachtet man eine Linie durch das Ringzentrum entlang der y-Achse, so ergibt sich ein Profil wie in Abbildung 4.32 rechts dargestellt. Dies wird dem (idealerweise harmonischen) Fallenpotential überlagert, der entsprechende Verlauf ist in der Abbildung ebenso dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, dass durch diese Überlagerung ein kleines, tieferes Potentialminimum und ein breiteres, etwas höher gelegenes (lokales) Potentialminimum entsteht.

In einem ersten Experiment wurde von den Team-Kollegen eine Atomwolke in einer Falle über den Ring positioniert. Dies wurde in Abhängigkeit des Feldes B_f durchgeführt und jeweils die räumliche Ausbreitung der Atomwolke aufgenommen sowie die daraus resultierende Atomzahl bestimmt. Dabei wurde die Abbildung entlang der $x = y_{\mathrm{lab}}$-Achse durchgeführt, so dass die $y - z$-Ebene abgebildet werden konnte.

In diesen ersten Messungen kann die beschriebene Potentialform beobachtet werden, da die Atomwolke sich je nach Stärke des durch den Fluss im Ring $\Phi_f = n\Phi_0$ verursachten Magnetfelds B_r und Größe der Atomwolke bzw. Anzahl der Atome in der Wolke unterschiedlich im Fallenpotential ausbreitet. In diesen Experimenten sind auch die beiden Minima zu erkennen.

Betrachtet man die Atomzahl N_{at} über das angelegte Feld beim Abküh-

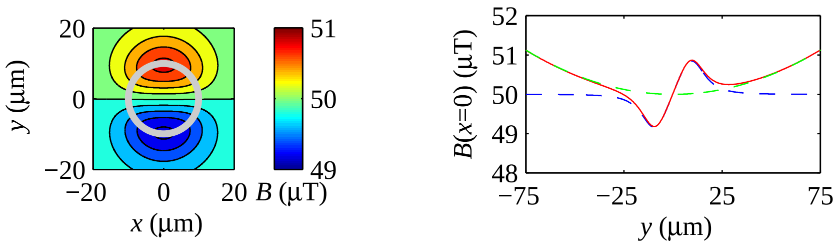


Abbildung 4.32: Links: Simuliertes Magnetfeldprofil $B = B_r + B_y$ bei $h = 10\,\mu\text{m}$ über dem Ring. $B_y = 0{,}5\,\text{G}$, simuliertes B_f für $\Phi_f = \Phi_0$ im Ring. Rechts: Linescan durch das Magnetfeldprofil bei $x = 0$ (blau), generisches harmonisches Fallenpotential (grün) und Überlagerung der beiden (rot).

len B_f, so sind in den ersten Messungen der Team-Kollegen deutliche Stufen zu erkennen. Ausgehend von einem zentralen Plateau mit maximaler Atomzahl reduziert sich die gemessene Atomzahl sowohl für größere als auch für kleinere Felder B_f stufenweise. Ab einem maximalen bzw. minimalen Wert des Felds B_f beträgt die Atomzahl $N_{\text{at}} = 0$.

Aus der Periode der Stufen (bzw. der Breite der Plateaus) lässt sich der oben bestimmte Wert B_1 mit den experimentell bestimmten Werten vergleichen.

Die Breite der Plateaus in diesen ersten Messungen der Team-Kollegen entspricht einem Wert $B_{1,\text{exp}} \approx 66{,}6\,\text{mG}$, wobei ein Schritt zwischen den Datenpunkten bereits $4{,}7\,\text{mG}$ beträgt. Dies entspricht mit $B_{1,\text{exp}} \approx 0{,}97 \cdot B_{1,\text{an}}(w_r)$ sehr gut der Erwartung. Der experimentell bestimmte Wert $B_{1,\text{exp}}$ kann durch die analytische Formel mit einer Breite $w_{r,\text{mod}} \approx 1{,}1\,\mu\text{m}$ reproduziert werden. Dies deutet auf eine möglicherweise reduzierte Ringbreite hin. In einer weiteren Messung konnten die Team-Kollegen den Effekt der Fluxoidquantisierung außerdem in der Fallenfrequenz $f_{\text{long}} = f_y$ beobachten.

Zur genaueren Erklärung der in den Messungen beobachteten Effekte betrachtet man noch einmal das Fallenpotential wie in Abbildung 4.32 rechts schematisch dargestellt. Zunächst sei angemerkt, dass die gemessene Fallenfrequenz sich auf die Falle im absoluten Minimum, d. h. im

durch den Ring verursachten Teil bezieht[95]. Dies bedeutet experimentell, dass die Atomzahl N_{at}, mit der die Wolke präpariert wird, klein genug sein muss (bzw. die Dichte n_{at} entsprechd groß genug sein muss), um nicht die gesamte Falle zu besetzen.

Das Beispiel in Abbildung 4.32 illustriert den Fall $n = +1$, für $n = -1$ invertiert sich die Polarität des rot dargestellten Potentialbeitrags des Rings. Die Effekte durch andere Werte n wirken sich damit zwar räumlich an unterschiedlichen Positionen aus, dadurch ist aber zu erklären, dass in den Messungen, in denen die Atomzahl und die Fallenfrequenz bestimmt wird, ein symmetrisches Verhalten zu beobachten ist[96].

Der Einfluss der eingefrorenen Flussquanten auf das Fallenpotential wird durch das Magnetfeld des Rings ausgeübt, das (weit genug vom Ring entfernt) näherungsweise dipolförmig ist. Man betrachtet nun eine Linie senkrecht zur Chipoberfläche (d. h. in der y–z-Ebene) bei $x = 0$ und $y = -10\,\mu\text{m}$ (Position siehe Abbildung 4.32), wie sie in Abbildung 4.33 dargestellt ist. Dort wird ein (ideales, parabelförmiges) Fallenpotential über dem Ring erzeugt, dessen Minimum einige µm über der Chipoberfläche liegt. B_{offset} wird entlang der y-Achse angelegt. Für $n = 0$ ergibt sich keine Verzerrung (ausgenommen durch die Meißner-Abschirmströme) des Fallenpotentials, in der Abbildung ist dieser Fall schwarz dargestellt.

Für $n = +1$ ist die Situation komplizierter. Das durch den Ring generierte Feld B_r verläuft an der Position der betrachteten Linie ausschließlich in Richtung der y-Achse und hat negative Polarität, so dass es dem Offset-Feld entgegen läuft. Die Feldstärke fällt in z-Richtung ab, so dass die Überlagerung von B_r und dem Fallenpotential zum bereits bekannten Fallenminimum führt. Für größere Werte von n wird der Einfluss des Rings größer (und damit das resultierende Magnetfeld nah der Oberfläche kleiner), so dass die Falle zur Chip-Oberfläche hin flacher wird und schließlich die Atomwolke zur Oberfläche entkommen kann[97]. Die Stu-

[95] Für $n = 0$ entspricht dies der ungestörten Falle.

[96] Die Position der Falle im Experiment der Team-Kollegen reagiert sehr sensibel auf kleinste Abweichungen, so dass die Falle nicht für jeden Wert B_f an der exakt selben räumlichen Position generiert werden kann.

[97] Mit einem semiklassischen Ansatz (d. h. normalleitenden Strukturen) ergibt sich ein ähnliches Bild. Allerdings wird der Potentialwall zur Oberfläche hin im Vergleich zur ungestörten Falle überhöht. Dadurch wäre die Atomwolke über der Oberfläche gefangen und könnte in der Messung detektiert werden. Durch den Einfluss des Meißner-Effekts öffnet sich die Falle zur Oberfläche.

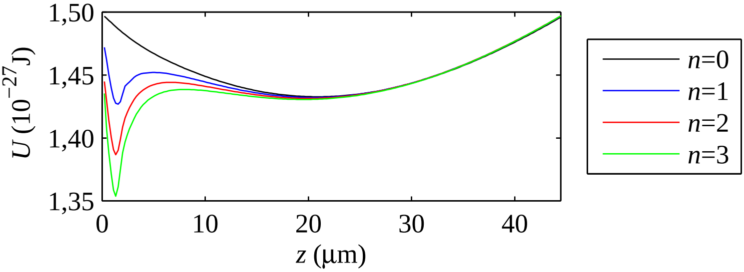


Abbildung 4.33: Simuliertes Potential über dem Ring in z-Richtung an der Position des Minimums für unterschiedliche Anzahl Flussquanten n im Ring.

fen in der Atomzahl entstehen also dadurch, dass mit steigender Zahl n an Flussquanten im Ring die Falle stärker zur Chipoberfläche geöffnet wird. Damit verringert sich die maximal gehaltene Atomzahl N_{at} in der Falle. Damit wird bereits deutlich, warum nicht mehr Plateaus aufgenommen werden konnten – die Atomwolke entkommt für ein $n > n_{\max}$ zur Oberfläche des Chips und ist damit für die Messung verloren. Für den Fall $n < 0$ ergibt sich ein analoges Verhalten.

Damit kann die Messung der Team-Kollegen der Atomzahl über dem Ring interpretiert werden. Eine Plateaubreite entspricht wie beschrieben einer Felddifferenz $B_{1,\mathrm{exp}}$. Das Plateau in der Mitte entspricht $n = 0$, allerdings beträgt seine Breite in diesen ersten Messungen der Team-Kollegen etwa $4 \cdot B_{1,\mathrm{exp}}$. Zu beachten ist außerdem, dass jeder Sprung nicht bei n sondern bei $n/2$ auftritt: bis $B_f \propto n/2$ wird das Fluxoid im Ring durch den Kreisstrom auf $n = 0$ gehalten und damit wird $n = 0$ eingefroren. Bei größeren Feldern B_f wird durch den Kreisstrom $n = 1$ (bzw. der entsprechende ganzzahlige Wert) des Fluxoids gehalten und dann eingefroren. Damit entspricht das zentrale Plateau in dieser ersten Messung den Werten $n = 0$ sowie $n = \pm 1$ bzw. im Bild der Sprünge den Werten $B_f = 0$, $B_f \propto \pm 0{,}5$ und $B_f \propto \pm 1{,}5$. Das Feld eines einzelnen eingefrorenen Flussquants führt damit noch zu keiner nennenswerten Veränderung der Atomzahl in dieser Messung.

Man würde erwarten, dass die Datenpunkte der Messung für $\pm n$ sym-

metrisch um $B_f = 0$ angeordnet sind. Diese sind jedoch deutlich zu größeren Werten $B_f > 0$ verschoben. Dies lässt sich dadurch erklären, dass bisher der Einfluss der eigentlichen Atomfalle bei der Beschreibung vernachlässigt wurde. Im Experiment muss jedoch ein Feld $B_z \approx -5\,\mathrm{G}$ angelegt werden, um die Wolke über dem Ring zu positionieren. Dieses Feld wird durch den Kreisstrom im Ring kompensiert, um den eingefrorenen Wert des Flusses aufrecht zu erhalten (Flusserhaltung). Man nimmt nun an, dass z. B. in der Mitte des Plateaus etwa $\Phi_f = 16\,\Phi_0$ im Ring eingefroren wurden. Wird in der Folge durch das angelegte B_z ein Fluss $\Phi = 16\,\Phi_0$ im Ring angelegt, so muss der Kreisstrom keinen weiteren Fluss im Ring erzeugen, d. h. $I = 0$.

Das angelegte externe Feld $B_z \approx -5\,\mathrm{G}$ hat jedoch die umgekehrte Polarität des eingefrorenen Felds B_f. Allerdings wird nicht nur B_z angelegt, sondern auch ein entsprechender Strom durch den Leiter, der zu einem Feld $B_{z,\mathrm{Nb}}$ führt. Das Fallenminimum soll sich oberhalb des Rings bilden, der Netto-Betrag des Feldes wird also $B_{z,\mathrm{netto}} > 0$. Damit kann die Verschiebung des Nullpunkts erklärt werden.

Der Effekt der Fluxoidquantisierung auf die Falle kann auch in der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulation beobachtet werden, siehe Abbildung 4.34. Die gezeigten Potentiale wurden durch eine Überlagerung der Effekte von I_{Nb}, I_{conf}, B_z und dem von n Flussquanten erzeugten Magnetfeld generiert. Dabei wurden die im Experiment verwendeten Werte für I_{Nb}, I_{conf} und B_z gewählt, diese Simulation wurde damit wieder ohne freie Parameter durchgeführt.

In der Simulation kann die Atomzahl in einer Falle nur schwer nachgebildet werden, da dafür das Fallenpotential dreidimensional entsprechend der Energie der Atome besetzt werden müsste. Die Fallenfrequenzen in der Falle können wie bereits beschrieben bestimmt werden. Sie entwickeln sich wie in Abbildung 4.35 dargestellt.

Da in der Simulation nicht B_f sondern direkt n als Parameter gewählt wurde, sind prinzipiell keine Stufen in den simulierten Werten zu erwarten. Um das nachzuvollziehen, müssten einzelne Simulationen mit entsprechend angelegten Feldern B_f durchgeführt werden, was aus Gründen der Rechenzeit nicht durchgeführt wurde. In Abbildung 4.35 sind die simulierten Datenpunkte dargestellt. Zur Verdeutlichung wurden die zu erwartenden Plateaus manuell eingezeichnet.

Die Fallenfrequenzen in der Simulation zeigen qualitativ den gleichen

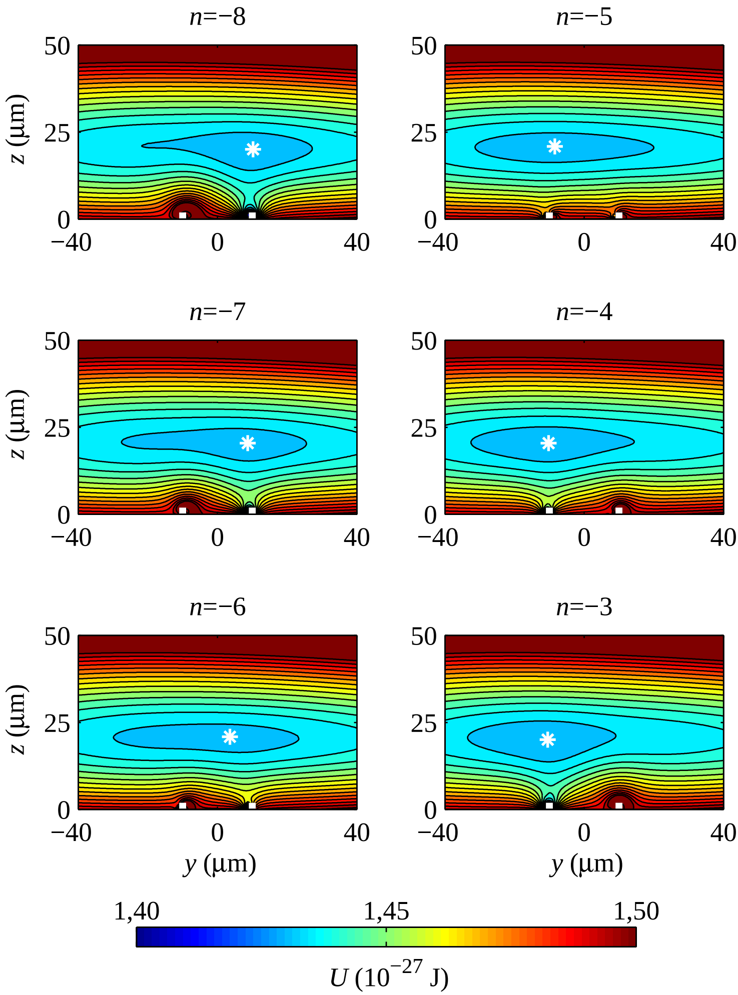


Abbildung 4.34: Simulierte Fallenposition über dem Ring in der y–z-Ebene. $B_r \propto n$ wird stetig vergrößert (Reihenfolge der Bilder vertikal in zwei Spalten). Die Falle ist zunächst zur Ringoberfläche bei $y > 0$ geöffnet, die Störung wird geringer, schließlich öffnet sie sich zur Ringoberfläche bei $y < 0$. Die Isolinien haben einen Abstand von $5 \cdot 10^{-29}$ J.

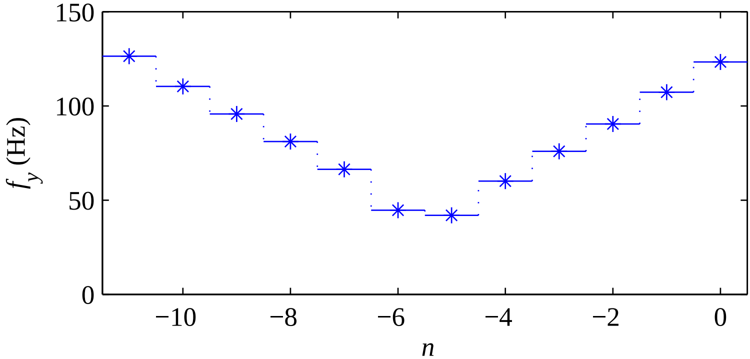


Abbildung 4.35: Simulierte longitudinale Fallenfrequenz f_y über dem Ring. Für Werte $n < -11$ und $n > 0$ öffnet sich die Falle vollständig zur Chip-Oberfläche. Die Simulation wurde für die dargestellten Werte n durchgeführt (Sterne). Zur Verdeutlichung wurden entsprechende Plateaus eingezeichnet (Linien).

Verlauf wie die von den Team-Kollegen in ersten Messungen experimentell bestimmten Werte, die Absolutwerte weichen jedoch insbesondere um das Minimum von f_y deutlich von den gemessenen Werten ab. Außerdem ist in der Simulation eine leichte Asymmetrie zwischen den Werten links und rechts des Minimums zu erkennen. Diese Asymmetrie beträgt $3 \ldots 6$ Hz und kann möglicherweise auf eine nicht perfekt mittige Ausrichtung ($x \neq 0$) des Fallenminimums zurückgeführt werden, während der Potentialschnitt bei $x = 0$ betrachtet wurde. Die Absolutwerte der simulierten Frequenz f_y liegen zu hoch, was eventuell auf den Verkippungs-Effekt (siehe oben) zurückzuführen ist, da dieser zu überhöhten longitudinalen Frequenzen führen kann.

Ein erster Ansatz, um die erwartete Abhängigkeit $f(n)$ zu bestimmen, besteht darin, das Fallenminimum als harmonisches Potential zu betrachten. Es ergibt sich dann nach Gleichung (4.35) $f \propto \sqrt{\partial_x^2 B}$, wobei $B = n \cdot B_r(n = 1)$ beträgt und $\partial_x = \partial/\partial x$. Damit ergibt sich $f \propto \sqrt{n}$. Die gemessenen Fallenfrequenzen und die entsprechenden simulierten Werte zeigen jedoch ein Verhalten, das gut als linear mit n ansteigend beschrieben werden kann, eine Abhängigkeit $f \propto \sqrt{n}$ kann nicht beobachtet werden. Dieser naive Ansatz ist daher zumindest aus den zur Verfügung

stehenden Daten nicht zu bestätigen. Simulation und Experiment zeigen jedoch den gleichen Verlauf, so dass diese in guter Übereinstimmung stehen und der Effekt gut reproduziert werden kann.

Man erkennt damit bereits in ersten Messungen deutlich den im Rahmen dieser Arbeit durch numerische Simulationen untersuchten Einfluss der Fluxoidquantisierung und die Flusserhaltung in diesem hybriden Aufbau aus einer supraleitenden Struktur und einer ultrakalten Atomwolke. Durch die Messung der Atomzahl und der Fallenfrequenz sind damit Grundeffekte der Supraleitung mit charakteristischen Größen der Quantenoptik verknüpft. Die Untersuchung dieser Effekte ist Gegenstand aktueller Forschung und wird weiter vorangetrieben.

4.3 Millikelvin-Setup

Nach den in Abschnitt 3.3 dargestellten Arbeiten wurde wie beschrieben versucht, die MOT-Spulen so zu optimieren, dass sie den vorgesehenen Strom verlustfrei tragen können. Parallel wurde versucht, die MOT mit den bereits möglichen Strömen in Betrieb zu nehmen und erste Erfahrungen mit dem Fangen von Atomwolken in dieser Umgebung zu machen (Details siehe [Jes13]). Diese Arbeiten wurden von den jeweiligen Team-Kollegen durchgeführt und durch die im Rahmen dieser Arbeit mit dem System gemachten Erfahrungen unterstützt.

Ein erster Unterschied zur Inbetriebnahme einer MOT in Raumtemperatur-Setups ergab sich dadurch, dass dort der Hintergrund-Druck von Rubidium-Atomen am Ort der MOT relativ hoch ist. Auf der A4K-Plate ist dieser Hintergrunddruck durch die gute Kryo-Pumpleistung der kalten Oberflächen jedoch stark reduziert, so dass die MOT – anders als in Raumtemperatur-Setups – ausschließlich aus den Atomen geladen werden kann, die durch den Zeeman-Slower an die MOT geführt werden. Dies erforderte einen höheren Aufwand bei der Justage, deutet jedoch bereits auf gute Druckverhältnisse am Ort der MOT hin.

Inzwischen ist es reproduzierbar möglich, Atomwolken in der MOT zu fangen und zu halten. Diese sind mit bloßem Auge zu erkennen, so dass von einer großen Atomzahl ausgegangen werden kann, die Messung der Atomzahlen über eine Absorptionsabbildung dauern noch an. In ersten Messungen konnte die Atomwolke bereits in eine rein magnetische Falle umgeladen werden.

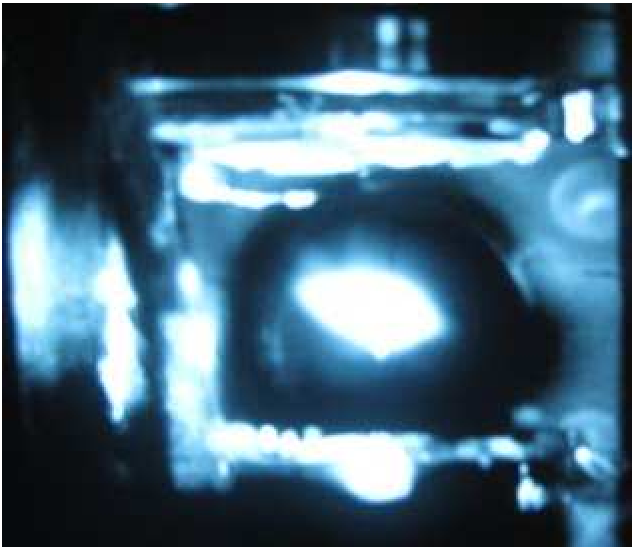


Abbildung 4.36: Optische Aufnahme einer der ersten Atomwolken in der MOT des Millikelvin-Setups. Zu erkennen sind auch einige Spulen der MOT-Anordnung (Messung durch die Team-Kollegen, [Jes13]).

Abbildung 4.36 zeigt eine der ersten Atomwolken in der MOT in einer optischen Aufnahme. Mit dem Fangen von Atomen im Mischkryostaten ist ein großer Schritt auf dem Weg zur Kopplung ultrakalter Atomwolken an supraleitende Bauelemente bei Millikelvin-Temperaturen erfolgreich abgeschlossen. Nach dem erfolgreichen Umladen in eine rein magnetische Falle kann diese nun optimiert und charakterisiert werden, um in der Folge den Transfer zu implementieren.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die im Rahmen dieser Arbeit dargestellten Aktivitäten waren darauf ausgerichtet, die Kopplung von supraleitenden Bauelementen und ultrakalten Atomwolken durch numerische Simulationen sowie experimentell zu untersuchen.

Dazu wurden zunächst verschiedene experimentelle Aufbauten diskutiert. Ein Hilfsmittel bei der Konstruktion dieser Aufbauten ist die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute UHV-Testkammer (Abschnitt 3.1), in der Bauteile auf ihre Vakuumtauglichkeit überprüft werden können.

Der Aufbau des trockenen Mischkryostaten (Abschnitt 3.3) stellt einen wichtigen Punkt bei der Weiterentwicklung der Experimente dar. Nach der Inbetriebnahme in einem von Grund auf neu ausgestatteten Labor konnten verschiedene Charakterisierungs-Messungen durchgeführt werden. Mittels einer Absolutthermometrie-Messung konnte die Basistemperatur des Systems auf 23 mK bestimmt werden. Dies stellt in Anbetracht der großen Modifikationen im Vergleich zu einem „klassischen“ Kryostaten der Tieftemperatur-Festkörperphysik einen sehr guten Wert dar. Zur Inbetriebnahme der supraleitenden Spulen, die die Magnetfelder der Atomfallenpotentiale bilden sollen, wurden verschiedene thermische Anker entwickelt und in Zusammenarbeit mit den Team-Kollegen implementiert. Damit ist es in ersten Experimenten der Team-Kollegen inzwischen reproduzierbar möglich, in der bei 4 K betriebenen MOT-Anordnung Atomwolken zu fangen und diese in die rein magnetisch erzeugte Falle umzuladen.

Die in Kapitel 4 dargestellten Experimente wurden in einem dritten Aufbau mit einem 4 K-Durchflusskryostaten durchgeführt, der zur Installation neuer Experimente um verschiedene thermische Anker und Zuleitungen erweitert wurde.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurden die durchgeführten Experimente diskutiert. Dabei spielte insbesondere der Chip mit den supraleitenden

$\lambda/4$-Mikrowellen-Resonatoren eine Rolle, an dem verschiedene Effekte nachgewiesen werden konnten.

Zum einen konnte gezeigt werden, dass die Positionierung einer Atomwolke über einem supraleitenden Atomchip stark durch Effekte der Supraleitung beeinflusst wird. Insbesondere die Flusserhaltung führt dazu, dass für einen bei $B \approx 0$ abgekühlten Chip die Atomwolke in den Resonatorspalt „gezogen" wird. Dieser Fokussierungs-Effekt kann ausgenutzt werden, um die Atomwolke in den Resonatorspalt zu führen. In numerischen Simulationen konnte der Effekt im Rahmen dieser Arbeit sehr gut reproduziert werden, was zu einem besseren Verständnis der von den Team-Kollegen experimentell beobachteten Effekte führt. Es konnte in diesen Simulationen außerdem gezeigt werden, dass modifizierte Resonatorgeometrien zu veränderten Fokussierungs-Eigenschaften führen.

Ein weiterer Effekt, der in quantenoptischen Messungen der Team-Kollegen beobachtet werden konnte, konnte ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit durch numerische Simulationen bestätigt werden. Dabei konnte für einen bei $B \neq 0$ abgekühlten Chip nachgewiesen werden, dass die Atomwolke in einer Persistent Trap auf dem Innenleiter des Resonators gefangen werden kann. Diese Falle kann ohne Ströme im Fallenleiter betrieben werden und benötigt lediglich ein extern angelegtes homogenes Magnetfeld. Auch diese Falle konnte im Rahmen dieser Arbeit in numerischen Simulationen sehr gut reproduziert werden. Der zugrunde liegende Mechanismus der experimentell beobachteten Effekte konnte damit in beiden Fallenstrukturen detailliert untersucht werden.

Aufgrund dieser Vorarbeiten konnten die Team-Kollegen die Kohärenz-Zeiten der Atomwolke T_{coh} durch Experimente zur Ramsey-Interferometrie bestimmen. Dabei konnten in der fokussierten Fallenposition über dem Resonatorspalt Werte von $T_{\mathrm{coh}} \approx 4\,\mathrm{s}$ erreicht werden, in der Persistent Trap konnte $T_{\mathrm{coh}} \approx 8\,\mathrm{s}$ nachgewiesen werden. Verglichen mit dem Referenz-Wert, der weiter von der Oberfläche entfernt zu $T_{\mathrm{coh}} \approx 20\,\mathrm{s}$ bestimmt wurde, kann damit festgestellt werden, dass die Kohärenz-Zeit T_{coh} der Atomwolke auch in der Nähe einer supraleitenden Struktur nur wenig reduziert ist. Die entsprechenden Werte in supraleitenden Qubits werden damit um etwa 10^7 übertroffen.

Die Charakterisierungen des Chips führten zusammen mit den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten numerischen Simulationen zu einem detaillierten Verständnis der auftretenden Effekte. In der Folge

konnte in quantenoptischen Messungen der Team-Kollegen nachgewiesen werden, dass eine ultrakalte Atomwolke in das Modenvolumen eines supraleitenden Resonators gebracht werden kann und ihre Kohärenzzeit dort ausreichend lang ist, um als Quantenspeicher zu dienen.

In weiteren numerischen Simulationen wurde der Einfluss der Flusserhaltung in induktiv gekoppelten $\lambda/2$-Resonatoren untersucht. Es konnte nachgewiesen werden, dass eine Atomwolke mit realistischen Feldern und Fallenfrequenzen in eine Persistent Trap geladen werden kann. Von dort kann die Atomwolke durch ein homogenes externes Feld an den Resonatorspalt und damit an das Modenvolumen des Resonators geführt werden, ohne dass dazu externe Fallenströme notwendig sind.

Parallel wurden Strukturen entwickelt, in denen koplanare Mikrowellen-Resonatoren und Fallenleiter auf einem gemeinsamen Chip implementiert werden können. Dazu wurden an bestehenden Designs schrittweise Veränderungen vorgenommen, um den Einfluss auf das resultierende Spektrum untersuchen zu können. Aufgrund der o. g. Erfahrungen wurde auch ein Konzept mit induktiv gekoppelten Resonatorstrukturen vorgesehen.

Zusätzlich wurden im Rahmen dieser Arbeit supraleitende Ring-Strukturen entwickelt und implementiert, an denen Untersuchungen zur Fluxoidquantisierung durchgeführt werden konnten. In numerischen Simulationen konnte im Rahmen dieser Arbeit das Verhalten der Atomzahl in der Wolke und der Fallenfrequenzen sehr gut reproduziert und vorhergesagt werden. Dabei konnte durch die Team-Kollegen der Einfluss einzelner Flussquanten Φ_0 durch erste Messungen der Atomzahl und der Fallenfrequenz bestätigt werden. Damit konnte der Einfluss eines Quantenphänomens der Supraleitung auf ultrakalte Atomwolken nachgewiesen werden. Die Ring-Geometrie kann dabei als Vorstufe zu einem analogen Experiment mit SQUIDs gesehen werden, wobei dort auch der Einfluss der Atomwolke auf das SQUID untersucht werden kann.

Im nächsten Schritt der Entwicklung muss eine Resonatorstruktur implementiert werden, deren Resonanzfrequenz der Frequenz des atomaren Übergangs entspricht. An diese Struktur muss die Atomwolke kontrolliert herangeführt werden. In einem geeigneten Aufbau muss in der Folge das Erreichen der starken Kopplung demonstriert werden. Damit kann dann die Entwicklung weiter betrieben werden, um zukünftig ein supraleitendes Qubit über die Resonatorstruktur an die Atomwolke zu koppeln.

In der Folge muss eine geeignete Methode entwickelt werden, um die-

ses komplexe Gesamtsystem anzusteuern. Insbesondere das kontrollierte Präparieren und Auslesen der Zustände sowie der Transfer der Information zwischen den Teilsystemen muss demonstriert werden. Damit wäre der Nachweis erbracht, dass in hybriden Systemen aus supraleitenden Bauelementen und ultrakalten Atomwolken ein gekoppeltes Quantensystem implementiert werden kann.

Auf jeder der einzelnen Entwicklungsstufen wird eine Vielzahl an neuen fundamentalen Effekten, technologischen Herausforderungen, neuen Kopplungs-Effekten und möglichen Anwendungen z. B. in der Sensorik auftreten, so dass die Arbeit an solchen Hybridsystemen auch weiterhin ein sehr interessantes Gebiet für die Grundlagenforschung an Quantensystemen darstellt.

6 Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung
ac	Alternating current, Wechselstrom
AV	Allgemeine Stromversorgung
A4K-Plate	Additional 4 K-Plate
BEC	Bose-Einstein-Kondensat
KNF-C	KNF-Kompressor des Mischkryostaten
CF40	Vakuumflansch des Typs Conflat, Nennweite 40
CPW	Coplanar Waveguide
dc	direct current, Gleichstrom
DR	Dilution refrigerator, Mischkryostat
FP	Forepump, Vorpumpe des Mischkryostaten
GHS	Gas handling system, Ventilsteuerung des Mischkryostaten
GPS	Global Positioning System
GSM	Global System for Mobile Communications, synonym für Mobilfunk verwendet
^{3}He / ^{4}He	Helium-3 / Helium-4
IGP	Ionen-Getter-Pumpe
(ISO-)K10 & (ISO-)KF10	Vakuumflansch des Typs Klammerflansch- & Kleinflansch-Schnellverbindung, Nennweite 10
KNF-C	KNF-Kompressor des Mischkryostaten
LN_2	Liquid Nitrogen, flüssiger Stickstoff
MC	Mixing chamber, Mischkammer des ^{3}He/^{4}He-Gemischs
MOT	Magneto-Optical Trap
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NbTi	Niob-Titan
NEG	Non-Emitting Getter-Pumpe
OFHC	Oxygen-Free High Thermal Conductivity Kupfer
OVC	Outer Vacuum Chamber

Abkürzung	Bedeutung
OVC-TP	Turbopumpe OVC des Mischkryostaten
PEEK	Polyetheretherketon, thermisch schlecht leitender, UHV-tauglicher Kunststoff
PT	Pulse Tube-Kühler des Mischkryostaten
PTFE	Polytetrafluorethylen, als Teflon unter dem Handelsnamen der Firma DuPont bekannt
^{87}Rb	Rubidium-87
sccm	Standardkubikzentimeter
SMA	Sub-Miniature A, Mikrowellenstecker
SMS	Short Message Service
SPS	Speicherprogrammierbare Steuerung
SV	Sicherheitsstromversorgung
TBA	Technisches Betriebsamt der Universität
T_{LN_2}	Siedepunkt von LN_2, $T_{LN_2} = 77\,K$
T_{LHe}	Siedepunkt von flüssigem Helium, $T_{LHe} = 4,2\,K$
TP	Turbomolekularpumpe
UHV	Ultra-Hoch-Vakuum, $10^{-7} \ldots 10^{-12}$ mbar
USV	Unterbrechungsfreie Stromversorgung
Z-TP	Turbopumpe des Zeeman-Slowers

Literaturverzeichnis

[ADD+06] ANDRE, A., D. DEMILLE, J. M. DOYLE, M. D. LUKIN, S. E. MAXWELL, P. RABL, R. J. SCHOELKOPF und P. ZOLLER: *A coherent all-electrical interface between polar molecules and mesoscopic superconducting resonators*. Nature Physics, 2(9):636, 2006.

[ADP08] ATKINS, P. W. und J. DE PAULA: *Kurzlehrbuch physikalische Chemie*. Wiley-VCH, Weinheim, 4., vollst. überarb. Auflage, 2008.

[AEM+95] ANDERSON, M. H., J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, C. E. WIEMAN und E. A. CORNELL: *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*. Science, 269(5221):198–201, 1995.

[Agi11] AGILENT TECHNOLOGIES: *PNA Series Network Analyzer – User's and Programming Guide*, 2011.

[Agi12] AGILENT TECHNOLOGIES: *Advanced Design System*, 2012.

[Agr10] AGRAWAL, H.: *Triton 200 Cryofree UHV Dilution Refrigerator Manual*. Oxford Instruments, 2.2. Auflage, 2010.

[Agr12] AGRAWAL, H.: *Triton 200/400 Manual*. Oxford Instruments, 3.0. Auflage, 2012.

[Bah03] BAHL, I. J.: *Lumped elements for RF and microwave circuits*. Artech House microwave library. Artech House, Boston, Mass. [u.a.], 2003.

[BB03] BAHL, I. J. und P. BHARTIA (Herausgeber): *Microwave solid state circuit design*. Wiley, Hoboken, N.J., 2. ed. Auflage, 2003.

[BC04] Brandt, E. H. und J. R. Clem: *Superconducting thin rings with finite penetration depth*. Phys. Rev. B, 69:184509, Mai 2004.

[BCK+12a] Bothner, D., C. Clauss, E. Koroknay, M. Kemmler, T. Gaber, M. Jetter, M. Scheffler, P. Michler, M. Dressel, D. Koelle und R. Kleiner: *The phase boundary of superconducting niobium thin films with antidot arrays fabricated with microsphere photolithography*. Superconductor Science and Technology, 25(6):065020, 2012.

[BCK+12b] Bothner, D., C. Clauss, E. Koroknay, M. Kemmler, T. Gaber, M. Jetter, M. Scheffler, P. Michler, M. Dressel, D. Koelle und R. Kleiner: *Reducing vortex losses in superconducting microwave resonators with microsphere patterned antidot arrays*. Applied Physics Letters, 100(1):012601, 2012.

[BCS57a] Bardeen, J., L. N. Cooper und J. R. Schrieffer: *Microscopic Theory of Superconductivity*. Phys. Rev., 106:162–164, April 1957.

[BCS57b] Bardeen, J., L. N. Cooper und J. R. Schrieffer: *Theory of Superconductivity*. Phys. Rev., 108:1175–1204, Dezember 1957.

[BD00] Bennett, C. H. und D. P. DiVincenzo: *Quantum information and computation*. Nature, 404(6775):247–255, 2000.

[Ben80] Bentley, P. D.: *The modern cryopump*. Vacuum, 30(4–5):145–158, 1980.

[Ber97] Berman, P. R. (Herausgeber): *Atom interferometry*. Academic Press, San Diego [u.a.], 1997.

[BGH+03] Bladh, K., D. Gunnarsson, E. Hürfeld, S. Devi, C. Kristoffersson, B. Smålander, S. Pehrson, T. Claeson, P. Delsing und M. Taslakov: *Comparison of cryogenic filters for use in single electronics experiments*. Review of Scientific Instruments, 74(3):1323–1327, 2003.

[BGK+11] Bothner, D., T. Gaber, M. Kemmler, D. Koelle und R. Kleiner: *Improving the performance of superconducting microwave resonators in magnetic fields*. Applied Physics Letters, 98(10):102504, 2011.

[BGK+12] Bothner, D., T. Gaber, M. Kemmler, D. Koelle, R. Kleiner, S. Wünsch und M. Siegel: *Magnetic hysteresis effects in superconducting coplanar microwave resonators*. Phys. Rev. B, 86:014517, Juli 2012.

[BHB+13] Bernon, S., H. Hattermann, D. Bothner, M. Knufinke, P. Weiss, F. Jessen, D. Cano, M. Kemmler, R. Kleiner, D. Koelle und J. Fortágh: *Manipulation and coherence of ultra-cold atoms on a superconducting atom chip*. ArXiv e-prints, arXiv:1302.6610, Februar 2013.

[BI93] Brandt, E. H. und M. Indenbom: *Type-II-superconductor strip with current in a perpendicular magnetic field*. Phys. Rev. B, 48:12893–12906, November 1993.

[BJJ+10] Bell, S. C., M. Junker, M. Jasperse, L. D. Turner, Y.-J. Lin, I. B. Spielman und R. E. Scholten: *A slow atom source using a collimated effusive oven and a single-layer variable pitch coil Zeeman slower*. Review of Scientific Instruments, 81(1):013105, 2010.

[BK12] Buckel, W. und R. Kleiner: *Supraleitung: Grundlagen und Anwendungen*. Wiley-VCH, Weinheim, Bergstr., 7., aktualis. u. erw. Auflage, 2012.

[BKH+13] Bothner, D., M. Knufinke, H. Hattermann, R. Wölbing, B. Ferdinand, P. Weiss, S. Bernon, J. Fortágh, D. Koelle und R. Kleiner: *Inductively coupled superconducting half wavelength resonators as persistent current traps for ultracold atoms*. ArXiv e-prints, arXiv:1305.4249, 2013.

[BLA+05] Bize, S., P. Laurent, M. Abgrall, H. Marion, I. Maksimovic, L. Cacciapuoti, J. Grünert, C. Vian, F. Pereira dos Santos, P. Rosenbusch, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Wolf, A. Clairon, A. Luiten,

M. Tobar und C. Salomon: *Cold atom clocks and applications*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 38(9):S449, 2005.

[BNT+09] Balasubramanian, G., P. Neumann, D. Twitchen, M. Markham, R. Kolesov, N. Mizuochi, J. Isoya, J. Achard, J. Beck, J. Tissler, V. Jacques, P. R. Hemmer, F. Jelezko und J. Wrachtrup: *Ultralong spin coherence time in isotopically engineered diamond*. Nature materials, 8(5):383–387, 2009.

[Bot13] Bothner, D.: *In Vorbereitung*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, Voraussichtlich 2013.

[Bra91] Brandt, E. H.: *Penetration of magnetic ac fields into type-II superconductors*. Phys. Rev. Lett., 67:2219–2222, Oktober 1991.

[Bra95] Brandt, E. H.: *The flux-line lattice in superconductors*. Reports on Progress in Physics, 58(11):1465, 1995.

[Bra05] Brandt, E. H.: *Thin superconductors and SQUIDs in perpendicular magnetic field*. Phys. Rev. B, 72:024529, Juli 2005.

[BXR+03] Berkley, A. J., H. Xu, R. C. Ramos, M. A. Gubrud, F. W. Strauch, P. R. Johnson, J. R. Anderson, A. J. Dragt, C. J. Lobb und F. C. Wellstood: *Entangled Macroscopic Quantum States in Two Superconducting Qubits*. Science, 300(5625):1548–1550, 2003.

[Can08] Cano, D.: *Meissner effect in superconducting microtraps*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, 2008.

[CB04] Clarke, J. und A. Braginski: *The SQUID handbook*, Band 1: Fundamentals and technology of SQUIDs and SQUID systems. Wiley-VCH, Weinheim, 2004.

[CC91] Coffey, M. W. und J. R. Clem: *Unified theory of effects of vortex pinning and flux creep upon the rf surface impedance of type-II superconductors*. Phys. Rev. Lett., 67:386–389, Juli 1991.

[CC97] CHEN, E. und S. Y. CHOU: *Characteristics of coplanar transmission lines on multilayer substrates: modeling and experiments*. Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on, 45(6):939–945, 1997.

[CGDT+06] CHILDRESS, L., M. V. GURUDEV DUTT, J. M. TAYLOR, A. S. ZIBROV, F. JELEZKO, J. WRACHTRUP, P. R. HEMMER und M. D. LUKIN: *Coherent Dynamics of Coupled Electron and Nuclear Spin Qubits in Diamond*. Science, 314(5797):281–285, 2006.

[CHK+11] CANO, D., H. HATTERMANN, B. KASCH, C. ZIMMERMANN, R. KLEINER, D. KOELLE und J. FORTÁGH: *Experimental system for research on ultracold atomic gases near superconducting microstructures*. The European Physical Journal D, 63(1):17–23, 2011.

[Chu02] CHU, S.: *Cold atoms and quantum control*. Nature, 416:206–210, 2002.

[CKH+08a] CANO, D., B. KASCH, H. HATTERMANN, R. KLEINER, C. ZIMMERMANN, D. KOELLE und J. FORTÁGH: *Meissner Effect in Superconducting Microtraps*. Phys. Rev. Lett., 101:183006, Oktober 2008.

[CKH+08b] CANO, D., B. KASCH, H. HATTERMANN, D. KOELLE, R. KLEINER, C. ZIMMERMANN und J. FORTÁGH: *Impact of the Meissner effect on magnetic microtraps for neutral atoms near superconducting thin films*. Phys. Rev. A, 77:063408, Juni 2008.

[Cle13] CLEM, J. R.: *Inductances and attenuation constant for a thin-film superconducting coplanar waveguide resonator*. Journal of Applied Physics, 113(1):013910, 2013.

[CNHM03] CHIORESCU, I., Y. NAKAMURA, C. J. P. M. HARMANS und J. E. MOOIJ: *Coherent Quantum Dynamics of a Superconducting Flux Qubit*. Science, 299(5614):1869–1871, 2003.

[Com12] COMSOL INC.: *Comsol Multiphysics*, 2012.

[CSGP91] CLAIRON, A., C. SALOMON, S. GUELLATI und W. D. PHILLIPS: *Ramsey Resonance in a Zacharias Fountain*. EPL (Europhysics Letters), 16(2):165, 1991.

[CSP09] CRONIN, A. D., J. SCHMIEDMAYER und D. E. PRITCHARD: *Optics and interferometry with atoms and molecules*. Rev. Mod. Phys., 81:1051–1129, Juli 2009.

[CW02] CORNELL, E. A. und C. E. WIEMAN: *Nobel Lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments*. Rev. Mod. Phys., 74:875–893, August 2002.

[CW08] CLARKE, J. und F. K. WILHELM: *Superconducting quantum bits*. Nature, 453(7198):1031–1042, 2008.

[DCS99] DENSCHLAG, J., D. CASSETTARI und J. SCHMIEDMAYER: *Guiding Neutral Atoms with a Wire*. Phys. Rev. Lett., 82:2014–2017, März 1999.

[DDD+06] DEMOKRITOV, S. O., V. E. DEMIDOV, O. DZYAPKO, G. A. MELKOV, A. A. SERGA, B. HILLEBRANDS und A. N. SLAVIN: *Bose-Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature under pumping*. Nature, 443:430–433, September 2006.

[DE06] DOLL, R. und D. EINZEL: *Ginzburg-Landau Analysis of the Doll-Näbauer Experiment*. Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, 19:173–179, 2006.

[DF61] DEAVER, B. S. und W. M. FAIRBANK: *Experimental Evidence for Quantized Flux in Superconducting Cylinders*. Phys. Rev. Lett., 7:43–46, Juli 1961.

[DGPS99] DALFOVO, F., S. GIORGINI, L. P. PITAEVSKII und S. STRINGARI: *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*. Rev. Mod. Phys., 71:463–512, April 1999.

[DiV00] DIVINCENZO, D. P.: *The Physical Implementation of Quantum Computation*. Fortschritte der Physik, 48(9–11):771–783, 2000.

[DJLA+95] DAVIDSON, N., H. JIN LEE, C. S. ADAMS, M. KASEVICH und S. CHU: *Long Atomic Coherence Times in an Optical Dipole Trap*. Phys. Rev. Lett., 74:1311–1314, Februar 1995.

[DMA+95] DAVIS, K. B., M. O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. VAN DRUTEN, D. S. DURFEE, D. M. KURN und W. KETTERLE: *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*. Phys. Rev. Lett., 75:3969–3973, November 1995.

[DMJ+95] DAVIS, K. B., M.-O. MEWES, M. A. JOFFE, M. R. ANDREWS und W. KETTERLE: *Evaporative Cooling of Sodium Atoms*. Phys. Rev. Lett., 74:5202–5205, Juni 1995.

[DN61] DOLL, R. und M. NÄBAUER: *Experimental Proof of Magnetic Flux Quantization in a Superconducting Ring*. Phys. Rev. Lett., 7:51–52, Juli 1961.

[DRML+10] DEUTSCH, C., F. RAMIREZ-MARTINEZ, C. LACROÛTE, F. REINHARD, T. SCHNEIDER, J. N. FUCHS, F. PIÉCHON, F. LALOË, J. REICHEL und P. ROSENBUSCH: *Spin Self-Rephasing and Very Long Coherence Times in a Trapped Atomic Ensemble*. Phys. Rev. Lett., 105:020401, Juli 2010.

[Eff11] EFFEKTA: *Private Mitteilung*, 2011.

[Ein11] EINZEL, D.: *50 Years of Fluxoid Quantization: 2e or Not 2e*. Journal of Low Temperature Physics, 163:215–237, 2011.

[Eki06] EKIN, J. W.: *Experimental techniques for low temperature measurements: cryostat design, materials, and critical-current testing*. Oxford Univ. Press, Oxford [u.a.], 2006.

[Fan61] FANO, U.: *Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts*. Phys. Rev., 124:1866–1878, Dezember 1961.

[Fer13] FERDINAND, B.: *Entwicklung von koplanaren Resonatoren aus Nb-Dünnfilmen zur Kopplung mit ultrakalten atomaren Gasen*. Diplomarbeit, Universität Tübingen, April 2013.

[FGZH98] FORTAGH, J., A. GROSSMANN, C. ZIMMERMANN und T. W. HÄNSCH: *Miniaturized Wire Trap for Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett., 81:5310–5313, Dezember 1998.

[FKS+02] FOLMAN, R., P. KRÜGER, J. SCHMIEDMAYER, J. DENSCHLAG und C. HENKEL: *Microscopic atom optics: From wires to an atom chip*. Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics, 48:263–356, 2002.

[FKZ08] FORTÁGH, J., D. KOELLE und C. ZIMMERMANN: *Bose-Einstein-Kondensate am Chip*. Themenheft Forschung, 5:58, 2008.

[For03] FORTÁGH, J.: *Bose-Einstein Kondensate in magnetischen Mikrofallen*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, 2003.

[FWS+05] FRUNZIO, L., A. WALLRAFF, D. SCHUSTER, J. MAJER und R. SCHOELKOPF: *Fabrication and characterization of superconducting circuit QED devices for quantum computation*. Applied Superconductivity, IEEE Transactions on, 15(2):860–863, Juni 2005.

[FZ07] FORTÁGH, J. und C. ZIMMERMANN: *Magnetic microtraps for ultracold atoms*. Rev. Mod. Phys., 79:235–289, Februar 2007.

[GCL+01] GUSTAVSON, T. L., A. P. CHIKKATUR, A. E. LEANHARDT, A. GÖRLITZ, S. GUPTA, D. E. PRITCHARD und W. KETTERLE: *Transport of Bose-Einstein Condensates with Optical Tweezers*. Phys. Rev. Lett., 88:020401, Dezember 2001.

[Ger03] GERRA, G.: *Electromagnetic Modelling of Superconducting Sensor Designs*. Master's Thesis, University of Cambridge, August 2003.

[GFB+08] GÖPPL, M., A. FRAGNER, M. BAUR, R. BIANCHETTI, S. FILIPP, J. M. FINK, P. J. LEEK, G. PUEBLA, L. STEFFEN und A. WALLRAFF: *Coplanar waveguide resonators for circuit quantum electrodynamics*. Journal of Applied Physics, 104(11):113904, 2008.

[Gin04] GINZBURG, V. L.: *Nobel Lecture: On superconductivity and superfluidity (what I have and have not managed to do) as well as on the "physical minimum" at the beginning of the XXI century*. Rev. Mod. Phys., 76:981–998, Dezember 2004.

[Gün08] GÜNTHER, A.: *Materiewellenoptik mit Bose-Einstein-Kondensaten auf Mikrochips*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, 2008.

[Gre08] GREINER, W.: *Theoretische Physik*, Band (klel,7): Klassische Elektrodynamik. Deutsch, Frankfurt am Main, 7., überarb. Auflage, 2008.

[Gup96] GUPTA, K. C.: *Microstrip lines and slotlines*. Artech House, Boston [u.a.], 2. ed. Auflage, 1996.

[GWO00] GRIMM, R., M. WEIDEMÜLLER und Y. B. OVCHINNIKOV: *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*. Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics, 42:95–170, 2000.

[Hat08] HATTERMANN, H.: *Transport ultrakalter Atome mit einer optischen Dipolfalle*. Diplomarbeit, Universität Tübingen, 2008.

[Hat13] HATTERMANN, H.: *Interfacing cold atoms and superconductors*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, 2013.

[Hec09] HECHT, E.: *Optik*. Oldenbourg, München, 5., verb. Auflage, 2009.

[HJPS66] HOLKEBOER, D., D. JONES, F. PAGANO und D. SANTELER: *Vacuum technology and space simulation*. NASA, 1966.

[HMK$^+$12] HATTERMANN, H., M. MACK, F. KARLEWSKI, F. JESSEN, D. CANO und J. FORTÁGH: *Detrimental adsorbate fields in experiments with cold Rydberg gases near surfaces*. Phys. Rev. A, 86:022511, August 2012.

[HMLR12] HORNIBROOK, J. M., E. E. MITCHELL, C. J. LEWIS und D. J. REILLY: *Parasitic Losses in Nb Superconducting Resonators*. Physics Procedia, 36:187–192, 2012.

[HMR12] HORNIBROOK, J. M., E. E. MITCHELL und D. J. REILLY: *Superconducting Resonators with Parasitic Electromagnetic Environments*. ArXiv e-prints, arXiv:1203.4442, März 2012.

[HMSR10] HENSCHEL, K., J. MAJER, J. SCHMIEDMAYER und H. H. RITSCH: *Cavity QED with an ultracold ensemble on a chip: Prospects for strong magnetic coupling at finite temperatures*. Phys. Rev. A, 82:033810, September 2010.

[HW04] HAKEN, H. und H. C. WOLF: *Atom- und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. Springer-Lehrbuch Physics and astronomy online library. Springer, Berlin, 8., aktualisierte und erw. Auflage, 2004.

[HWIS08] HAMMER, G., S. WUENSCH, K. ILIN und M. SIEGEL: *Ultra high quality factor resonators for kinetic inductance detectors*. Journal of Physics: Conference Series, 97(1):012044, 2008.

[HWR+07] HAMMER, G., S. WUENSCH, M. ROESCH, K. ILIN, E. CROCOLL und M. SIEGEL: *Superconducting coplanar waveguide resonators for detector applications*. Superconductor Science and Technology, 20(11):S408, 2007.

[Jac06] JACKSON, J. D.: *Klassische Elektrodynamik*. de Gruyter, Berlin [u.a.], 4., überarb. Auflage, 2006.

[Jes13] JESSEN, F.: *In Vorbereitung*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, voraussichtlich 2013.

[JSK06] JOE, Y. S., A. M. SATANIN und C. S. KIM: *Classical analogy of Fano resonances*. Physica Scripta, 74(2):259, 2006.

[Kan98] KANE, B. E.: *A silicon-based nuclear spin quantum computer*. Nature, 393(6681):133–137, 1998.

[Kas10] KASCH, B.: *Atomic spin coherence in superconducting microtraps*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, 2010.

[KDS99] KETTERLE, W., D. S. DURFEE und D. M. STAMPER-KURN: *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*. ArXiv e-prints, April 1999.

[Kem08] KEMMLER, M.: *Manipulation und Kontrolle von Flussquanten in Supraleitern durch maßgeschneiderte Haftzentren*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, 2008.

[Ket02] KETTERLE, W.: *Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser*. Rev. Mod. Phys., 74:1131–1151, November 2002.

[Kha96] KHAPAEV, M. M.: *Extraction of inductances of a multi-superconductor transmission line*. Superconductor Science and Technology, 9(9):729, 1996.

[Kha97] KHAPAEV, M. M.: *Extraction of inductances of plane thin film superconducting circuits*. Superconductor Science and Technology, 10(6):389, 1997.

[Kha01] KHAPAEV, M. M.: *Inductance extraction of multilayer finite-thickness superconductor circuits*. Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on, 49(1):217–220, Januar 2001.

[KHC+10] KASCH, B., H. HATTERMANN, D. CANO, T. E. JUDD, S. SCHEEL, C. ZIMMERMANN, R. KLEINER, D. KOELLE und J. FORTÁGH: *Cold atoms near superconductors: atomic spin coherence beyond the Johnson noise limit*. New Journal of Physics, 12(6):065024, 2010.

[Kit06] KITTEL, C.: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg, München, 14., überarb. und erw. Auflage, 2006.

[KKGS03] KHAPAEV, M. M., M. Y. KUPRIYANOV, E. GOLDOBIN und M. SIEGEL: *Current distribution simulation for superconducting multi-layered structures*. Superconductor Science and Technology, 16(1):24, 2003.

[KKSMK01] KHAPAEV, M. M., A. Y. KIDIYAROVA-SHEVCHENKO, P. MAGNELIND und M. Y. KUPRIYANOV: *3D-MLSI: software package for inductance calculation in multilayer superconducting integrated circuits*. Applied Superconductivity, IEEE Transactions on, 11(1):1090–1093, März 2001.

[KLR12] KAUFMAN, A. M., B. J. LESTER und C. A. REGAL: *Cooling a Single Atom in an Optical Tweezer to Its Quantum Ground State*. Phys. Rev. X, 2:041014, November 2012.

[KOB+10] KUBO, Y., F. R. ONG, P. BERTET, D. VION, V. JACQUES, D. ZHENG, A. DRÉAU, J.-F. ROCH, A. AUFFEVES, F. JELEZKO, J. WRACHTRUP, M. F. BARTHE, P. BERGONZO und D. ESTEVE: *Strong Coupling of a Spin Ensemble to a Superconducting Resonator*. Phys. Rev. Lett., 105:140502, Sep 2010.

[Kol12] KOLLER, C.: *Towards the experimental realization of hybrid quantum systems*. Doktorarbeit, Technische Universität Wien, 2012.

[KV07] KIPPENBERG, T. J. und K. J. VAHALA: *Cavity Opto-Mechanics*. Opt. Express, 15(25):17172–17205, Dezember 2007.

[KVD96] KETTERLE, W. und N.J. VAN DRUTEN: *Evaporative Cooling of Trapped Atoms*. Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics, 37:181–236, 1996.

[KZH+99] KWOK, R. S., D. ZHANG, Q. HUANG, T. S. KAPLAN, J. LU und G.-C. LIANG: *Superconducting quasi-lumped element filter on R-plane sapphire*. Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on, 47(5):586–591, 1999.

[LD98] LOSS, D. und D. P. DIVINCENZO: *Quantum computation with quantum dots*. Phys. Rev. A, 57:120–126, Jan 1998.

[Lee04] LEE, T. H.: *Planar microwave engineering: a practical guide to theory, measurement, and circuits*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1. publ. Auflage, 2004.

[Leg01] LEGGETT, A. J.: *Bose-Einstein condensation in the alkali gases: Some fundamental concepts*. Rev. Mod. Phys., 73:307–356, April 2001.

[LJL+10] LADD, T. D., F. JELEZKO, R. LAFLAMME, Y. NAKAMURA, C. MONROE und J. L. O'BRIEN: *Quantum computers*. Nature, 464:45–53, 2010.

[LL35] LONDON, F. und H. LONDON: *The Electromagnetic Equations of the Supraconductor*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences, 149(866):71–88, 1935.

[Lou74] LOUNASMAA, O. V.: *Experimental principles and methods below 1K*. Academic Press, London [u.a.], 1974.

[LPB00] LAWRENCE, J., A. B. PATEL und J. G. BRISSON: *The thermal conductivity of Kapton HN between 0.5 and 5 K*. Cryogenics, 40:203–207, 2000.

[LPP98] LANCASTER, M. J., J. POWELL und A. PORCH: *Thin-film ferroelectric microwave devices*. Superconductor Science and Technology, 11(11):1323, 1998.

[LU08] LUKASHENKO, A. und A. V. USTINOV: *Improved powder filters for qubit measurements*. Review of Scientific Instruments, 79(1):014701, 2008.

[Maj32] MAJORANA, E.: *Atomi orientati in campo magnetico variabile*. Il Nuovo Cimento, 9:43–50, 1932.

[Map08] MAPLESOFT: *Maple*, 2008.

[Mar83] MARSHAK, H.: *Nuclear Orientation Thermometry*. Journal of Research of the National Bureau of Standards, 88(3):175, 1983.

[Mar09] MARTINIS, J. M.: *Superconducting phase qubits*. Quantum Information Processing, 8(2–3):81–103, 2009.

[Mat12] MATHWORKS INC.: *Matlab Documentation*, 2012.

[MCG+07a] Majer, J., J. M. Chow, J. M. Gambetta, J. Koch, B. R. Johnson, J. A. Schreier, L. Frunzio, D. I. Schuster, A. A. Houck, A. Wallraff, A. Blais, M. H. Devoret, S. M. Girvin und R. J. Schoelkopf: *Coupling superconducting qubits via a cavity bus*. Nature, 449(7161):443–447, 2007.

[MCG+07b] Majer, J., J. M. Chow, J. M. Gambetta, Jens Koch, J. A. Johnson, B. R.and Schreier, L. Frunzio, D. I. Schuster, A. A. Houck, A. Wallraff, A. Blais, M. H. Devoret, S. M. Girvin und R. J. Schoelkopf: *Coupling superconducting qubits via a cavity bus*. Nature, 449:443, 2007.

[Mes08] Meschede, D.: *Optik, Licht und Laser*. Vieweg + Teubner, Wiesbaden, 3., durchges. Auflage, 2008.

[MFK10] Miroshnichenko, A. E., S. Flach und Y. S. Kivshar: *Fano resonances in nanoscale structures*. Rev. Mod. Phys., 82:2257–2298, August 2010.

[MHK+07] Mukai, T., C. Hufnagel, A. Kasper, T. Meno, A. Tsukada, K. Semba und F. Shimizu: *Persistent Supercurrent Atom Chip*. Phys. Rev. Lett., 98:260407, Juni 2007.

[MO33] Meissner, W. und R. Ochsenfeld: *Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit*. Naturwissenschaften, 21:787–788, 1933.

[MPP+85] Migdall, A. L., J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman und H. J. Metcalf: *First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett., 54:2596–2599, Juni 1985.

[MSS+05] McDermott, R., R. W. Simmonds, Matthias Steffen, K. B. Cooper, K. Cicak, K. D. Osborn, Seongshik Oh, D. P. Pappas und John M. Martinis: *Simultaneous State Measurement of Coupled Josephson Phase Qubits*. Science, 307(5713):1299–1302, 2005.

[MTN12] MOHR, P. J., B. N. TAYLOR und D. B. NEWELL: *CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2010*. Rev. Mod. Phys., 84:1527–1605, November 2012.

[MvdPO+10] MACHA, P., S. H. W. VAN DER PLOEG, G. OELSNER, E. IL'ICHEV, H.-G. MEYER, S. WÜNSCH und M. SIEGEL: *Losses in coplanar waveguide resonators at millikelvin temperatures*. Applied Physics Letters, 96(6):062503, 2010.

[MvS99] METCALF, H. J. und P. VAN STRATEN: *Laser cooling and trapping*. Graduate texts in contemporary physics. Springer, New York, 1999.

[MWT+10] MARCOS, D., M. WUBS, J. M. TAYLOR, R. AGUADO, M. D. LUKIN und A. S. SØRENSEN: *Coupling Nitrogen-Vacancy Centers in Diamond to Superconducting Flux Qubits*. Phys. Rev. Lett., 105:210501, November 2010.

[MZF+10] MÜLLER, T., B. ZHANG, R. FERMANI, K. S. CHAN, M. J. LIM und R. DUMKE: *Programmable trap geometries with superconducting atom chips*. Phys. Rev. A, 81:053624, Mai 2010.

[Nat11] NATIONAL INSTRUMENTS: *LabVIEW*, 2011.

[Onn11] ONNES, H. K.: *The resistance of pure mercury at helium temperatures*. Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden, 12:120, 1911.

[Oxf13] OXFORD INSTRUMENTS: *Private Mitteilung*, 2010–2013.

[PAEC95] PETRICH, W., M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER und E. A. CORNELL: *Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett., 74:3352–3355, April 1995.

[Pea64] PEARL, J.: *Current distribution in superconducting films carrying quantized fluxoids*. Applied Physics Letters, 5(4):65–66, 1964.

[Phi98] PHILLIPS, W. D.: *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*. Rev. Mod. Phys., 70:721–741, Juli 1998.

[PM82] PHILLIPS, W. D. und H. METCALF: *Laser Deceleration of an Atomic Beam*. Phys. Rev. Lett., 48:596–599, März 1982.

[Pob96] POBELL, F.: *Matter and methods at low temperatures : with 197 figures, 28 tables and 77 problems*. Springer, Berlin, 2. Auflage, 1996.

[Poz12] POZAR, D. M.: *Microwave engineering*. Wiley, Hoboken, N.J., 4. ed. Auflage, 2012.

[PRF+11] PIESTER, D., M. ROST, M. FUJIEDA, T. FELDMANN und A. BAUCH: *Remote atomic clock synchronization via satellites and optical fibers*. Advances in Radio Science, 9:1–7, 2011.

[Pri83] PRITCHARD, D. E.: *Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy*. Phys. Rev. Lett., 51:1336–1339, Oktober 1983.

[PS03] PITAEVSKIJ, L. P. und S. STRINGARI: *Bose-Einstein condensation*. International series of monographs on physics. Clarendon Press, Oxford, 1. publ. Auflage, 2003.

[PSB+11] PAIK, H., D. I. SCHUSTER, L. S. BISHOP, G. KIRCHMAIR, G. CATELANI, A. P. SEARS, B. R. JOHNSON, M. J. REAGOR, L. FRUNZIO, L. I. GLAZMAN, S. M. GIRVIN, M. H. DEVORET und R. J. SCHOELKOPF: *Observation of High Coherence in Josephson Junction Qubits Measured in a Three-Dimensional Circuit QED Architecture*. Phys. Rev. Lett., 107:240501, Dezember 2011.

[PYA+03] PASHKIN, Y. A., T. YAMAMOTO, O. ASTAFIEV, Y. NAKAMURA, D. V. AVERIN und J. S. TSAI: *Quantum oscillations in two coupled charge qubits*. Nature, 421(6925):823–826, 2003.

[Ram49] RAMSEY, N. F.: *A New Molecular Beam Resonance Method*. Phys. Rev., 76:996–996, Oktober 1949.

[Ram50] RAMSEY, N. F.: *A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields*. Phys. Rev., 78:695–699, Juni 1950.

[Ram56] RAMSEY, N. F.: *Molecular beams*. The international series of monographs on physics. Clarendon Press, Oxford, 1956.

[Ram90] RAMSEY, N. F.: *Experiments with separated oscillatory fields and hydrogen masers*. Rev. Mod. Phys., 62:541–552, Juli 1990.

[RDD+06] RABL, P., D. DEMILLE, J. M. DOYLE, M. D. LUKIN, R. J. SCHOELKOPF und P. ZOLLER: *Hybrid Quantum Processors: Molecular Ensembles as Quantum Memory for Solid State Circuits*. Phys. Rev. Lett., 97:033003, Juli 2006.

[RGJ04] REGAL, C. A., M. GREINER und D. S. JIN: *Observation of Resonance Condensation of Fermionic Atom Pairs*. Phys. Rev. Lett., 92:040403, Jan 2004.

[RI73] ROSE-INNES, A. C.: *Low temperature laboratory techniques: The use of liquid helium in the laboratory*. Applied physics guides. Engl. Univ. Pr., London, 2. Auflage, 1973.

[RPC+87] RAAB, E. L., M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU und D. E. PRITCHARD: *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett., 59:2631–2634, Dezember 1987.

[SAA+10] SIMON, C., M. AFZELIUS, J. APPEL, A. BOYER DE LA GIRODAY, S. J. DEWHURST, N. GISIN, C. Y. HU, F. JELEZKO, S. KRÖLL, J. H. MÜLLER, J. NUNN, E. S. POLZIK, J. G. RARITY, H. DE RIEDMATTEN, W. ROSENFELD, A. J. SHIELDS, N. SKÖLD, R. M. STEVENSON, R. THEW, I. A. WALMSLEY, M. C. WEBER, H. WEINFURTER, J. WRACHTRUP und R. J. YOUNG: *Quantum memories*. The European Physical Journal D, 58:1–22, 2010.

[SAH+11] SMITH, D. A., S. AIGNER, S. HOFFERBERTH, M. GRING, M. ANDERSSON, S. WILDERMUTH, P. KRÜGER, S. SCHNEIDER, T. SCHUMM und J. SCHMIEDMAYER: *Absorption imaging of ultracold atoms on atom chips*. Opt. Express, 19(9):8471–8485, April 2011.

[San59] SANTELER, D.: *Outgassing Characteristics of Various Materials*. Fifth National Symposium on Vacuum Technology Transactions, Seite 1, 1959.

[SBO+11] SAGE, J. M., V. BOLKHOVSKY, W. D. OLIVER, B. TUREK und P. B. WELANDER: *Study of loss in superconducting coplanar waveguide resonators*. Journal of Applied Physics, 109(6):063915, 2011.

[SBR03] SENGSTOCK, K., K. BONGS und J. REICHEL: *Das ideale Quantenlabor: Bose-Einstein-Kondensation*. Physik in unserer Zeit, 34(4):168–176, 2003.

[SCG+06] STREED, E. W., A. P. CHIKKATUR, T. L. GUSTAVSON, M. BOYD, Y. TORII, D. SCHNEBLE, G. K. CAMPBELL, D. E. PRITCHARD und W. KETTERLE: *Large atom number Bose-Einstein condensate machines*. Review of Scientific Instruments, 77(2):023106, 2006.

[Sch97] SCHMIDT, V. V.: *The physics of superconductors : introduction to fundamentals and applications; with 51 problems with solutions*. Springer, Berlin, 1997.

[Sch09] SCHMAUS, R.: *Outgassing Data Table*, 2009.

[SDE+06] SETTER, N., D. DAMJANOVIC, L. ENG, G. FOX, S. GEVORGIAN, S. HONG, A. KINGON, H. KOHLSTEDT, N. Y. PARK, G. B. STEPHENSON, I. STOLITCHNOV, A. K. TAGANSTEV, D. V. TAYLOR, T. YAMADA und S. STREIFFER: *Ferroelectric thin films: Review of materials, properties, and applications*. Journal of Applied Physics, 100(5):051606, 2006.

[Sim01] SIMONS, R. N.: *Coplanar waveguide circuits, components, and systems*. Wiley series in microwave and optical engineering. Wiley-Interscience, New York, NY, 2001.

[Sin09] SINGH, M.: *Macroscopic entanglement between a Bose Einstein condensate and a superconducting loop*. Opt. Express, 17(4):2600–2610, Februar 2009.

[Son12] SONNET SOFTWARE: *Sonnet Suite*, 2012.

[SS07] SCHULZ, S. und F. SCHMIDT-KALER: *Segmentierte Mikrochip-Falle für kalte Ionen*. Physik in unserer Zeit, 38(4):162–163, 2007.

[Ste10] STECK, D. A.: *Rubidium 87 D Line Data rev. 2.1.4*, Dezember 2010.

[TEC+95] TOWNSEND, C. G., N. H. EDWARDS, C. J. COOPER, K. P. ZETIE, C. J. FOOT, A. M. STEANE, P. SZRIFTGISER, H. PERRIN und J. DALIBARD: *Phase-space density in the magneto-optical trap*. Phys. Rev. A, 52:1423–1440, August 1995.

[Tho10] THORLABS GMBH: *Private Mitteilung*, 2010.

[THS+04] TREUTLEIN, P., P. HOMMELHOFF, T. STEINMETZ, T. W. HÄNSCH und J. REICHEL: *Coherence in Microchip Traps*. Phys. Rev. Lett., 92:203005, Mai 2004.

[Tin04] TINKHAM, M.: *Introduction to superconductivity*. Dover books on physics. Dover Publ., Mineola, NY, 2. ed. Auflage, 2004.

[TSA+03] TAGANTSEV, A. K., V. O. SHERMAN, K. F. ASTAFIEV, J. VENKATESH und N. SETTER: *Ferroelectric materials for microwave tunable applications*. Journal of Electroceramics, 11(1):5–66, 2003.

[vdSvOM+07] STAM, K. M. R. VAN DER, E. D. VAN OOIJEN, R. MEPPELINK, J. M. VOGELS und P. VAN DER STRATEN: *Large atom number Bose-Einstein condensate of sodium*. Review of Scientific Instruments, 78(1):013102–013102–10, Januar 2007.

[Ver13] VERGIEN, P.: *In Vorbereitung*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, voraussichtlich 2013.

[VFH80] VEYRES, C. und V. FOUAD HANNA: *Extension of the application of conformal mapping techniques to coplanar lines*

with finite dimensions. International Journal of Electronics, 48(1):47–56, 1980.

[VZK+09] VERDÚ, J., H. ZOUBI, C. KOLLER, J. MAJER, H. RITSCH und J. SCHMIEDMAYER: *Strong Magnetic Coupling of an Ultracold Gas to a Superconducting Waveguide Cavity*. Phys. Rev. Lett., 103:043603, Juli 2009.

[Wei14] WEISS, P.: *In Vorbereitung*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, voraussichtlich 2014.

[WHS+01] WEYERS, S., U. HÜBNER, R. SCHRÖDER, C. TAMM und A. BAUCH: *Uncertainty evaluation of the atomic caesium fountain CSF1 of the PTB*. Metrologia, 38(4):343, 2001.

[WHW+09] WANG, H., M. HOFHEINZ, J. WENNER, M. ANSMANN, R. C. BIALCZAK, M. LENANDER, ERIK LUCERO, M. NEELEY, A. D. O'CONNELL, D. SANK, M. WEIDES, A. N. CLELAND und J. M. MARTINIS: *Improving the coherence time of superconducting coplanar resonators*. Applied Physics Letters, 95(23):233508–233508–3, Dezember 2009.

[Win84] WING, W. H.: *On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields*. Progress in Quantum Electronics, 8(3–4):181–199, 1984.

[WL95] WEINSTEIN, J. D. und K. G. LIBBRECHT: *Microscopic magnetic traps for neutral atoms*. Phys. Rev. A, 52:4004–4009, November 1995.

[Wün05] WÜNSCH, S.: *Supraleitende koplanare Mikrowellenfilter für radioastronomische Empfänger bei 15 K*. Doktorarbeit, Universität Karlsruhe (TH), Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, 2005.

[WNB+11] WENNER, J., M. NEELEY, R. C. BIALCZAK, M. LENANDER, E. LUCERO, A. D. O'CONNELL, D. SANK, H. WANG, M. WEIDES, A. N. CLELAND und J. M. MARTINIS: *Wirebond crosstalk and cavity modes in large chip mounts for superconducting qubits*. Superconductor Science and Technology, 24(6):065001, 2011.

[Wol06] WOLFF, I.: *Coplanar microwave integrated circuits*. Wiley-Interscience, Hoboken, N.J., 2006.

[WPW99] WIEMAN, C. E., D. E. PRITCHARD und D. J. WINELAND: *Atom cooling, trapping, and quantum manipulation*. Rev. Mod. Phys., 71:S253–S262, März 1999.

[WSB+04] WALLRAFF, A., D. I. SCHUSTER, A. BLAIS, L. FRUNZIO, R.-S. HUANG, J. MAJER, S. KUMAR, S. M. GIRVIN und R. J. SCHOELKOPF: *Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics*. Nature, 431:162–167, 2004.

[Zee97] ZEEMAN, P.: *The effect of magnetisation on the nature of light emitted by a substance.* Nature, 55:347, 1897.